Petre Dodoc

# Teoria și construcția aparatelor optice



Editura Tehnică

Prof. dr. ing. **Petre Dodoc**

# TEORIA ȘI CONSTRUCȚIA APARATELOR OPTICE

*Volumul I*

# Cuprinsul

# 1.

# Introducere

## 1.1. Elemente și sisteme optice

Elementul optic principal care stă la baza construcției și funcționării unui sistem ori aparat optic este alcătuit din două medii optic omogene, cu indici de refracție diferiți, separate de o suprafață plană ori curbă, și se numește „dioptru". Mediul situat anterior suprafeței se numește mediul obiect, iar cel situat posterior este mediul imagine. Cele două medii, numite și spații, sînt caracterizate de indicii de refracție $n$ și respectiv $n'$ (fig. 1.1).

Un ansamblu alcătuit din doi dioptri succesivi, situați la o anumită distanță $d$ unul de altul, astfel încît mediul imagine al primului reprezintă mediul obiect pentru al doilea, adică $n_1' = n_3 = n_2$, se numește element optic constructiv sau piesă optică (fig. 1.2). Dacă cele două suprafețe care separă mediile sînt plane și paralele, piesa optică se numește lamă plan-paralelă (fig. 1.2, *a*). Cînd cele două suprafețe plane formează un unghi $A$ și se intersectează după o dreaptă, numită muchie refractantă, piesa optică este

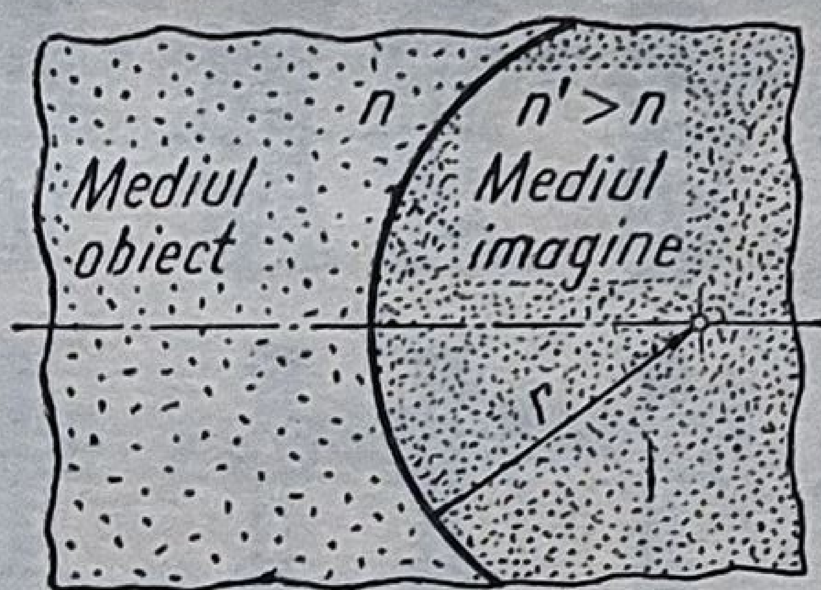



Fig. 1.1. Sistemul optic „dioptru".

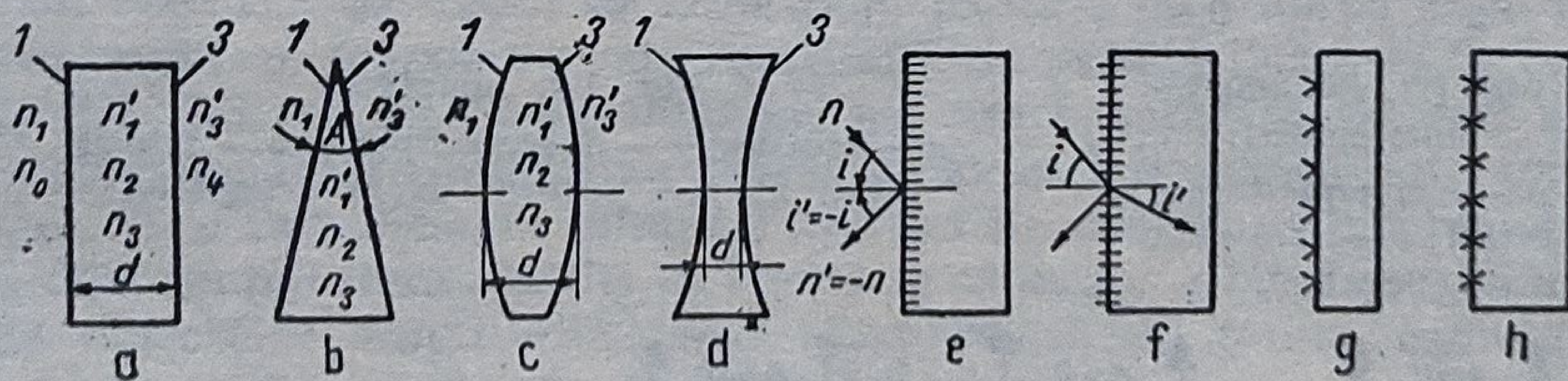



Fig. 1.2. Piese optice reprezentate în secțiune principală propriu-zisă: *a* — lamă plan-paralelă; *b* — prismă; *c* — lentilă convergentă; *d* — lentilă divergentă; *e* — oglindă; *f* — divizor fizic de fascicule; *g* — ecran; *h* — geam mat ori opac.

o prismă (fig. 1.2, *b*). Dacă cel puțin una dintre cele două suprafețe este curbă, piesa se numește lentilă (fig. 1.2, *c*, *d*). În cazul în care mediile sînt astfel situate încît $n' = -n$, piesa se numește oglindă (fig. 1.2, *e*).

Dacă pe suprafața de separare a celor două medii există elemente infinit mici, refractante și reflectante, care divizează fasciculul într-unul reflectat și altul transmis, elementul optic este un „divizor fizic" (fig. 1.2, *f*). Cînd acesta produce o reflexie difuză elementul se numește ecran (fig. 1.2, *g*), iar cînd suprafața oprește propagarea conform opticii geometrice a unui flux de radiații și îl refractă difuz elementul optic este un ecran de tip geam mat sau opal (fig. 1.2, *h*).

Dacă pe o lamă se execută o scară liniară sau circulară, piesa reprezintă o riglă sau un disc gradat. Cînd diviziunea riglei ori discului este egală cu grosimea reperului piesa este o rețea liniară, respectiv unghiulară. Acestea pot fi reflectante ori refractante. Alte elemente optice sînt definite în cap. 4.

După cum o lentilă provoacă convergența sau divergența unui fascicul incident, lentila se numește convergentă (fig. 1.2, *c*) sau divergentă (fig. 1.2, *d*). O astfel de lentilă cu grosimea $d = 0$, numită „lentilă infinit subțire", poate fi reprezentată ca în fig. 1.3.

Un ansamblu alcătuit din $l$ lentile repartizate în $g$ grupuri și situate la diferite distanțe $e_{j,j+2} > 0$ reprezintă un sistem optic lenticular, numit „multiplet". Acesta poate acționa convergent sau divergent și deci poate fi reprezentat ca în fig. 1.3. Cînd numărul grupurilor devine $g = 1$, alcătuit din $l$ lentile lipite, ansamblul se numește simplet (fig. 1.4).

Funcție de numărul lentilelor, simpletul poate fi: lentilă ($l = 1$), dublet lipit ($l = 2$), triplet lipit ($l = 3$) etc.

Pentru $g = 2$ ansamblul optic devine un dublet (fig. 1.5), care poate acționa convergent sau divergent. De asemenea, fiecare grup poate fi alcătuit din subgrupuri. Cele două grupuri pot fi combinate ca în fig. 1.5, rezultînd sisteme optice de bază, sau tipuri reprezentative cu diferite roluri funcționale (obiective, redresoare, oculare etc).

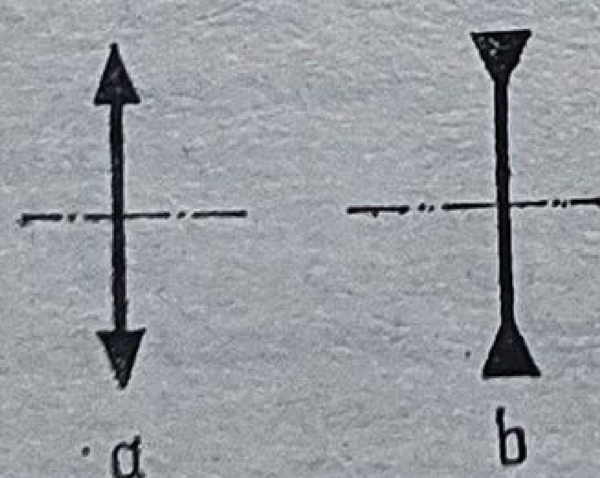



Fig. 1.3. Sisteme infinit subțiri:
*a* — convergent (pozitiv); *b* — divergent (negativ).

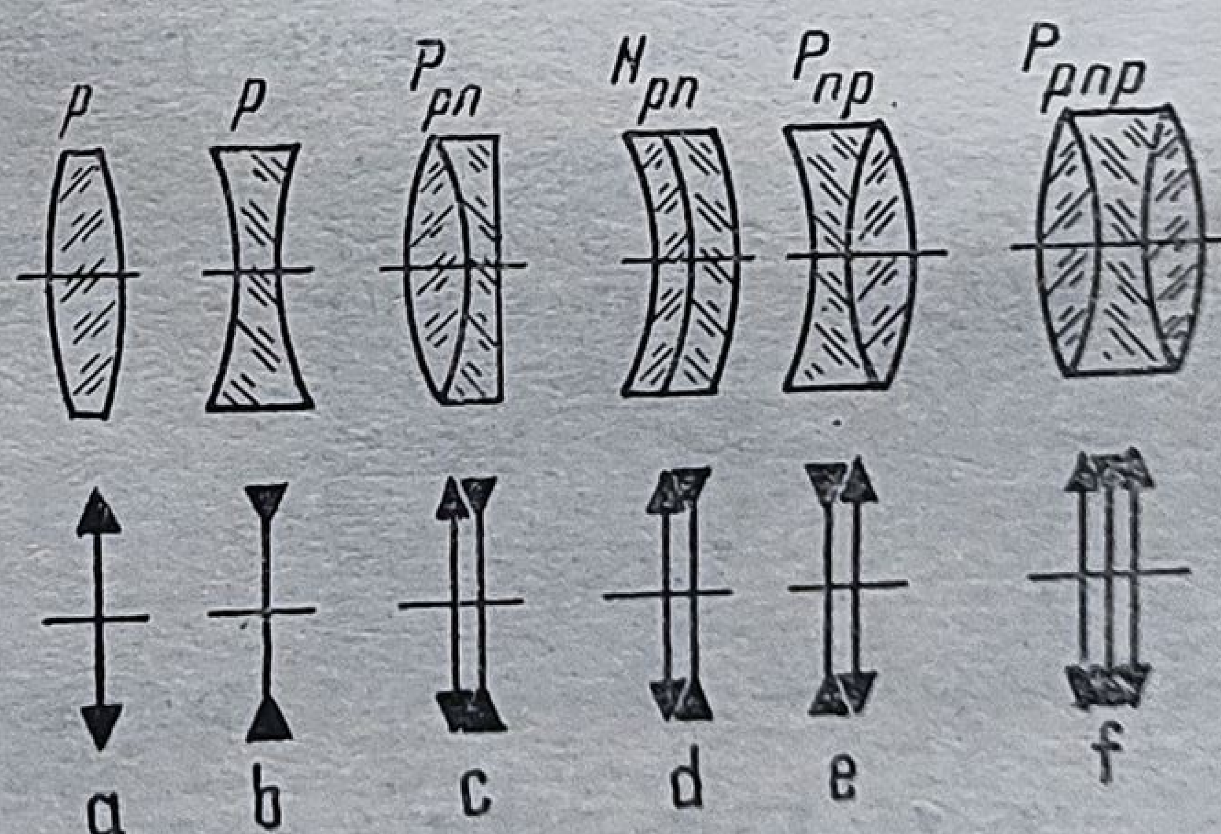



Fig. 1.4. Simplete:
*a* — lentile; *b* — dublete lipite; *c* — triplet lipit *P*, *p* — pozitiv; *N*, *n* — negativ.

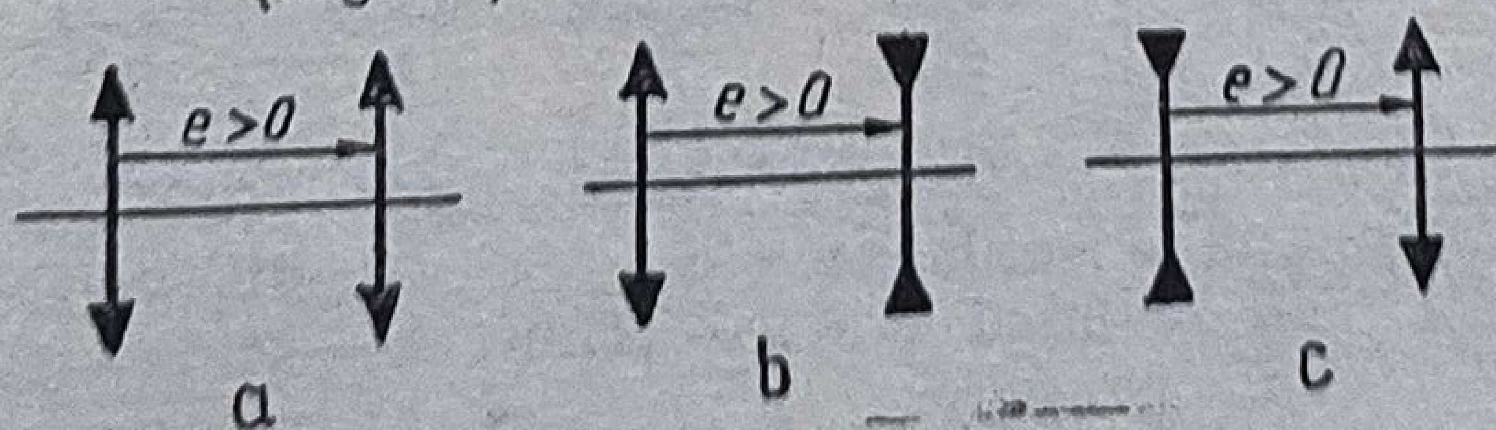



Fig. 1.5. Dublete ($g = 2$).

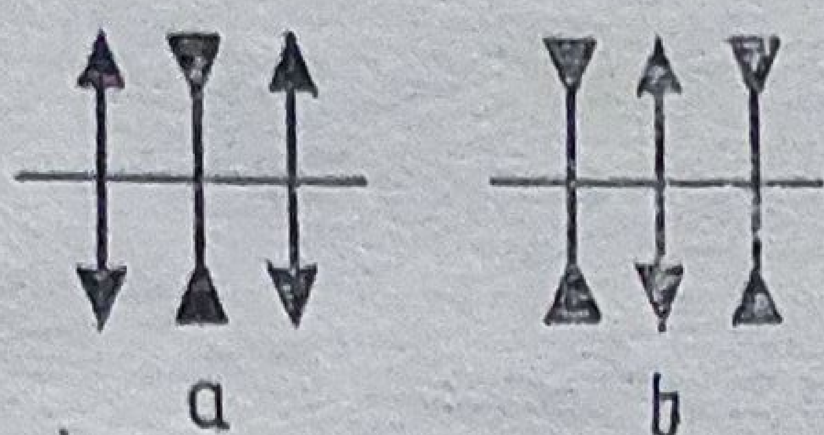



Fig. 1.6. Triplete:
*a* — tip A ($P-N-P$);
*b* — tip $B$ ($N-P-N$).

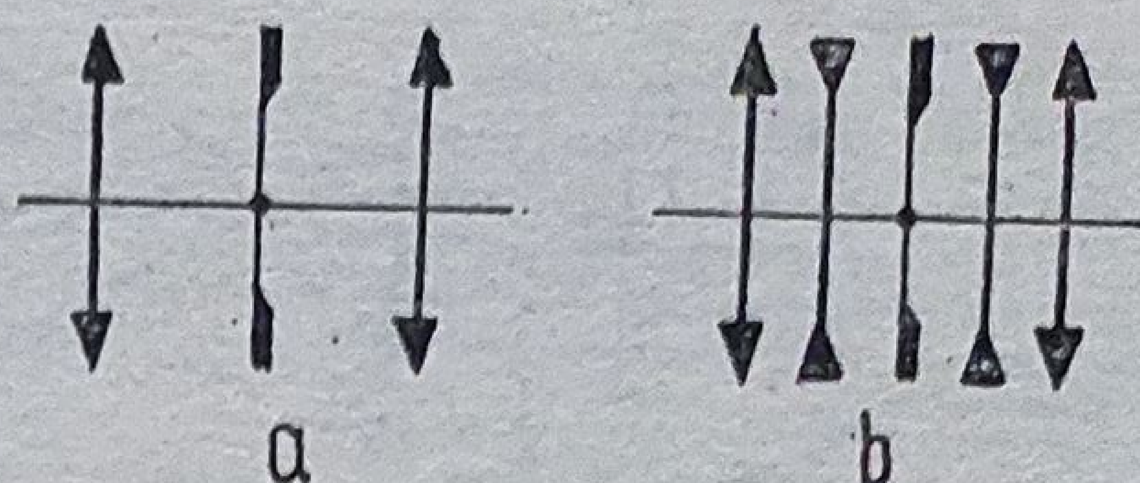



Fig. 1.7. Sisteme optice simetrice:
*a* — dublet, *b* — guadruplet.

Cînd $g = 3$ sistemul optic se numește triplet (fig. 1.6). Funcție de acțiunea convergentă sau divergentă a fiecărui grup, tripletul poate fi de tip $A$, simbolizat $P-N-P$ (creat de Denis Taylor în anul 1892) și de tip $B$, simbolizat $N-P-N$, patentat de E. Glatzel în 1966 și numit hologon.

Pentru $g = 4$ se obține un sistem numit „quadruplet" (fig. 1.7, *b*).

Unele sisteme optice sînt prevăzute cu diafragme. Un sistem optic este simetric cînd grupul situat după diafragmă este identic cu cel anterior diafragmei și situat inversat (fig. 1.7), adică este reflex-simetric.

Ansamblurile optice din care lipsesc lentilele sînt sisteme optice nelenticulare (v. cap. 4).

O combinație de subansambluri optice, mecanice ș.a. capabilă de a capta și emite semnale în scopul perceperii și cunoașterii obiectelor și fenomenelor, măsurării mărimilor fizice sau captării informațiilor despre acestea se numește aparat. Orice aparat destinat măsurării este prevăzut cu cel puțin o măsură (rigle gradate, cale, tablouri de interferență etc.) situată de-a lungul direcției de măsurare.

Evaluarea unui interval din diviziunea unei măsuri se numește interpolare. Fracțiunile pînă la 1/10 din diviziune pot fi stabilite vizual, direct sau mijlocit de un sistem optic. Fracțiunile mai mici necesită mijloace speciale care se numesc interpolatoare (mecanice, optice, fotoelectrice).

Aparatele care se conectează cu receptorul vizual (ochiul) se numesc subiective, iar cele care se conectează cu un alt receptor (film, elemente fotoreceptoare) sînt obiective.

## 1.2. Obiecte amplitudine și obiecte fază

Fie un obiect $A$ în formă de lamă plan paralelă cu transparență variabilă (de exemplu un diapozitiv care reprezintă un peisaj), iluminat de o undă plană $\Sigma_0$ (fig. 1.8, *a*). În planul imagine, un punct oarecare $A'$ are amplitudinea corespunzătoare punctului obiect $A$ și deci imaginea este formată din puncte ce se deosebesc în luminozitate sau în culoare. Obiectul $A$ care modifică doar amplitudinea undei incidente se numește „obiect amplitudine". Imaginile obiectelor amplitudine sînt recepționate de retina ochiului, de o placă fotografică sau de un receptor fotoelectric.

Cînd obiectul are un indice de refracție variabil sau o grosime variabilă (fig. 1.8, *b*), unda plană $\Sigma_0$ este deformată $\Sigma_1$, deoarece între diferitele puncte ale acesteia apar diferențe de drum optic. Spre exemplu, între razele *1* și *2* apare diferența de drum $\Delta = nd - [nd_0 - (d - d_0)\,1] = (n - 1)(d - d_0)$.

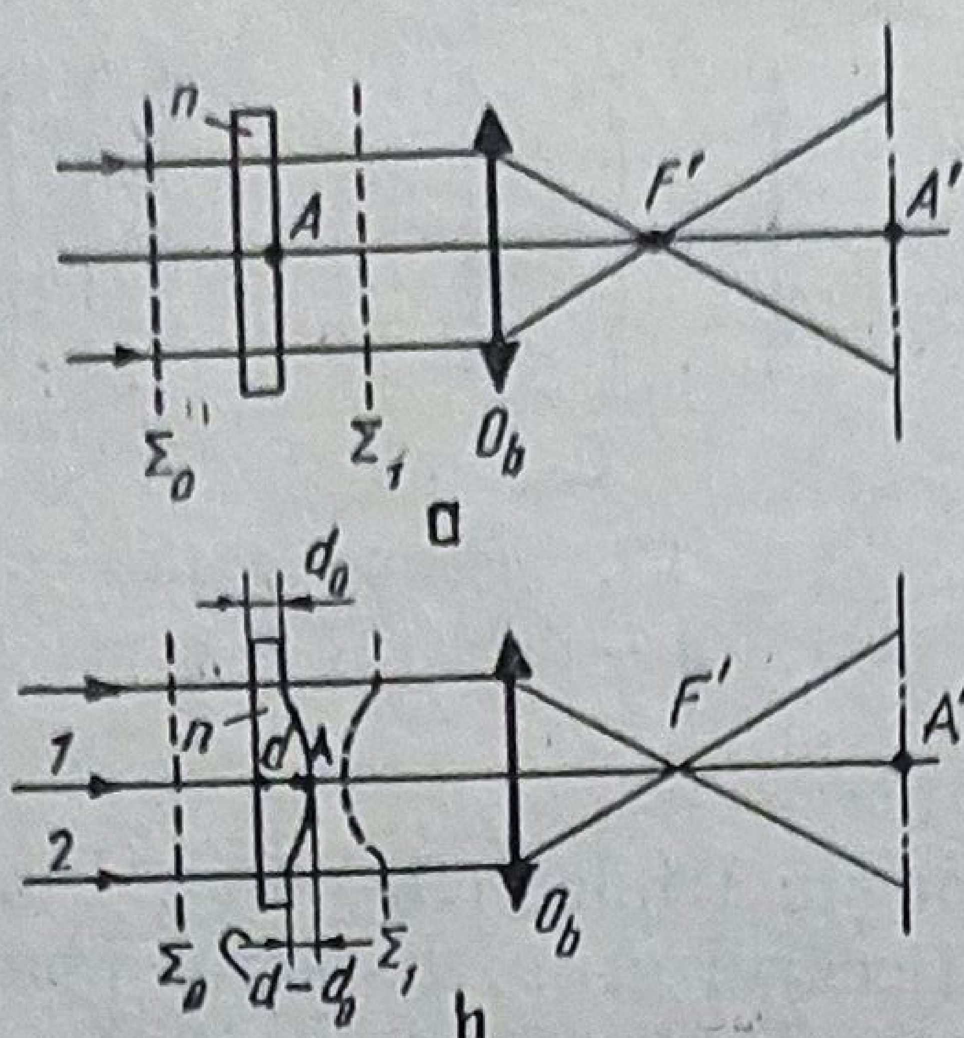



Fig. 1.8. Obiecte:
*a* — amplitudine; *b* — fază.

Dacă unda este monocromatică, între razele *1* și *2* apare diferența de fază $\varphi = \delta_2 - \delta_1 = 2\pi\Delta/\lambda$. Unda $\Sigma_1$ este în avans în regiunea care corespunde drumului optic minim. Unda rezultantă are intensitatea proporțională cu $\cos^2(\pi\Delta/\lambda)$.

Obiectele care produc defazaje de fază se numesc „obiecte fază". Deoarece toți detectorii cunoscuți nu sînt sensibili la variația fazei, imaginea obiectului nu poate fi captată; în planul imagine apare doar o pată luminoasă. Aceste imagini pot fi recepționate prin procedee speciale (v. contrastul de fază și contrastul de interferență).

## 1.3. Fenomene, principii, legi

### 1.3.1. Coerența spațială și temporală

Lumina constituie un fascicul policromatic, adică un complex de radiații electromagnetice cu lungimile de undă $\lambda = 340 \ldots 770$ nm. Un cîmp electromagnetic constituie un ansamblu alcătuit din cîmpul electric $\vec{E}$ (vectorul luminos) și cîmpul magnetic $\vec{B}$ care oscilează, se generează reciproc și se propagă sub formă de undă electromagnetică transversală cu viteza $v \leqq c$ (în vid $v = c$). Caracteristicile sale sînt: amplitudinea $A(a)$, lungimea de undă $\lambda$ și faza $\delta$. Amplitudinea complexă este dată de expresia $u = ae^{2kx} = ae^{2\pi ix/\lambda}$.

În medii izotrope undele electromagnetice se propagă cu aceeași viteză în toate direcțiile. Dacă la momentul $t_0 = 0$ se emit mai multe unde într-un mediu izotrop, după un timp $t$ acestea ajung la aceeași distanță față de sursă, adică ajung pe o suprafață sferică numită suprafață de undă (suprafață de fază constantă). Cînd raza sferei crește foarte mult suprafața de undă devine plană. Undele sferice emise de un izvor punctiform situat în focarul obiect al unui sistem optic convergent devin unde plane după ce străbat sistemul.

Drumul geometric $d$ parcurs de undă amplificat cu indicele de refracție $n$ al mediului în care aceasta se propagă se numește drum optic: $L = nd$. Variația $\Delta L$ a drumului optic poate avea loc fie prin variația $\Delta d$ a lungimii $d$ parcurse de undă, fie prin variația $\delta n$ a indicelui de refracție $n$.

După cum se cunoaște, emisia luminii are loc sub formă de trenuri de unde. Lungimea $l_0$ a trenului de unde se numește „lungime de coerență".

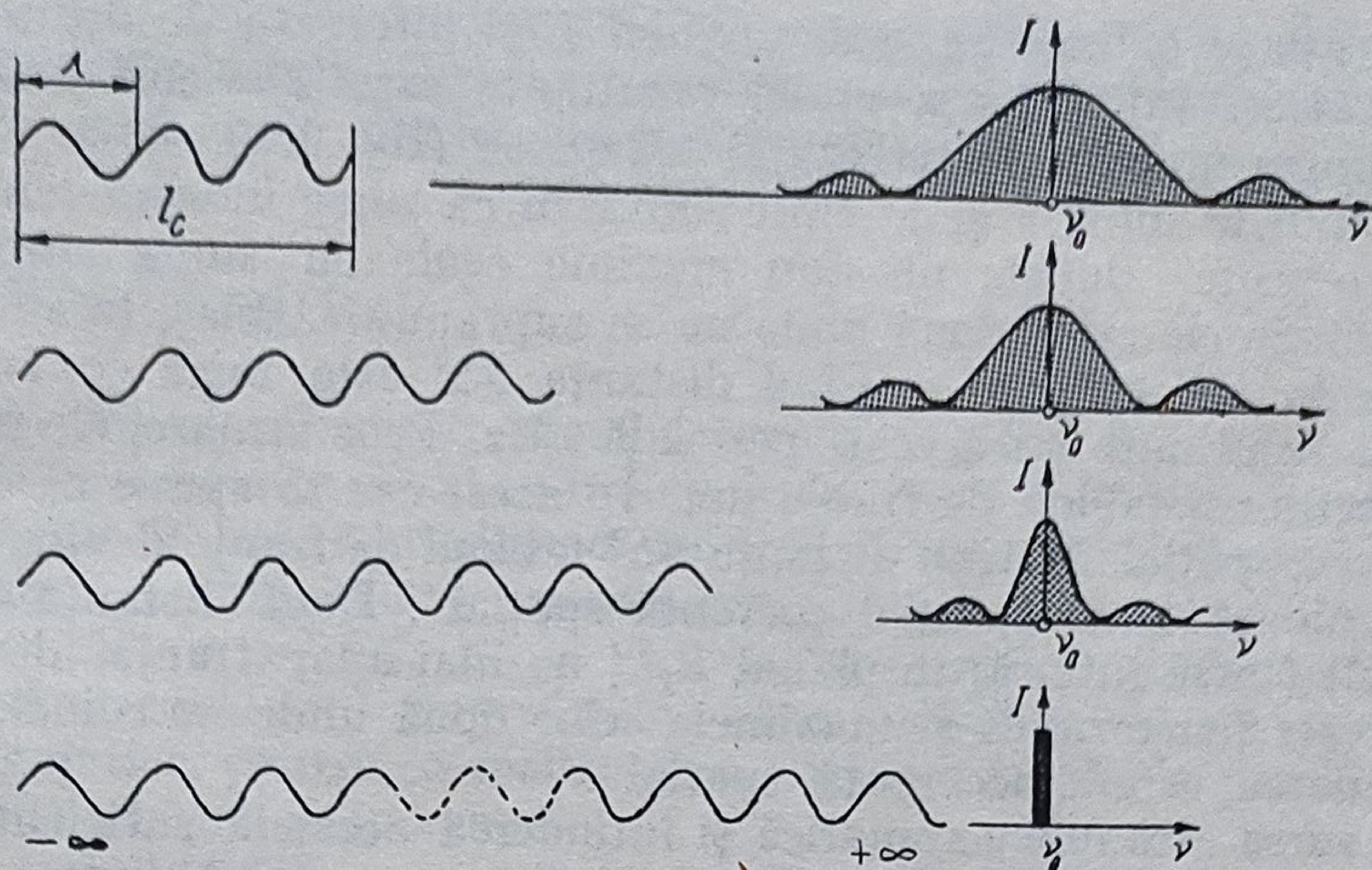



Fig. 1.9. Relaţia dintre lungimea de coerenţă $l_c$ şi distribuţia spectrală.

Dacă $T_c$ este durata acestui tren, atunci $l_c = cT_c$ şi $T_c$ reprezintă timpul de coerenţă. Cu cît lungimea de coerenţă $l_c$ este mai mare, cu atît spectrul luminos este mai îngust. Pentru $l_c = \infty$ se obţine radiaţia monocromatică cu frecvenţa $\nu_0$ şi intensitatea $I$ (fig. 1.9).

Fie o sursă monocromatică ideală şi punctuală situată în focarul obiect al obiectivului $Ob_1$ din fig. 1.10, *a*, care reprezintă un interferometru Michelson (Albert Abraham Michelson, n. 1852 în Strelno, Poznan, profesor în Chicago, premiul Nobel pentru fizică în 1907, m. 1931), unde oglinda $O_{g2}$ este înclinată cu unghiul $\alpha$ şi situată la distanţa $\overline{K_1L_1} = d$. Toate sistemele optice sînt perpendiculare pe planul figurii. Raza $R_1$ este divizată de $L_d$ în două fascicule spre oglinzile $O_{g1}$ şi $O_{g2}$. Dacă unghiul $\alpha$ este foarte mic, între drumurile optice parcurse de cele două fascicule există diferenţa de drum $\Delta = 2\overline{K_1L_1} = 2d$ şi cele două unde reflectate de oglinzi interferează. Intensitatea undei rezultante în punctul $L_1'$ (conjugat cu $L_1$) este $I = \cos^2(\pi\Delta/\lambda) = \cos^2(2\pi d/\lambda)$. Aceasta se propagă perpendicular pe planul figurii şi benzile de intensitate maximă pot fi reprezentate de-a lungul direcţiei $L'L_1'$; distanţa dintre două maxime de interferenţă fiind $\lambda/2\alpha$ (fig. 1.10, *b*). Dacă sursa este

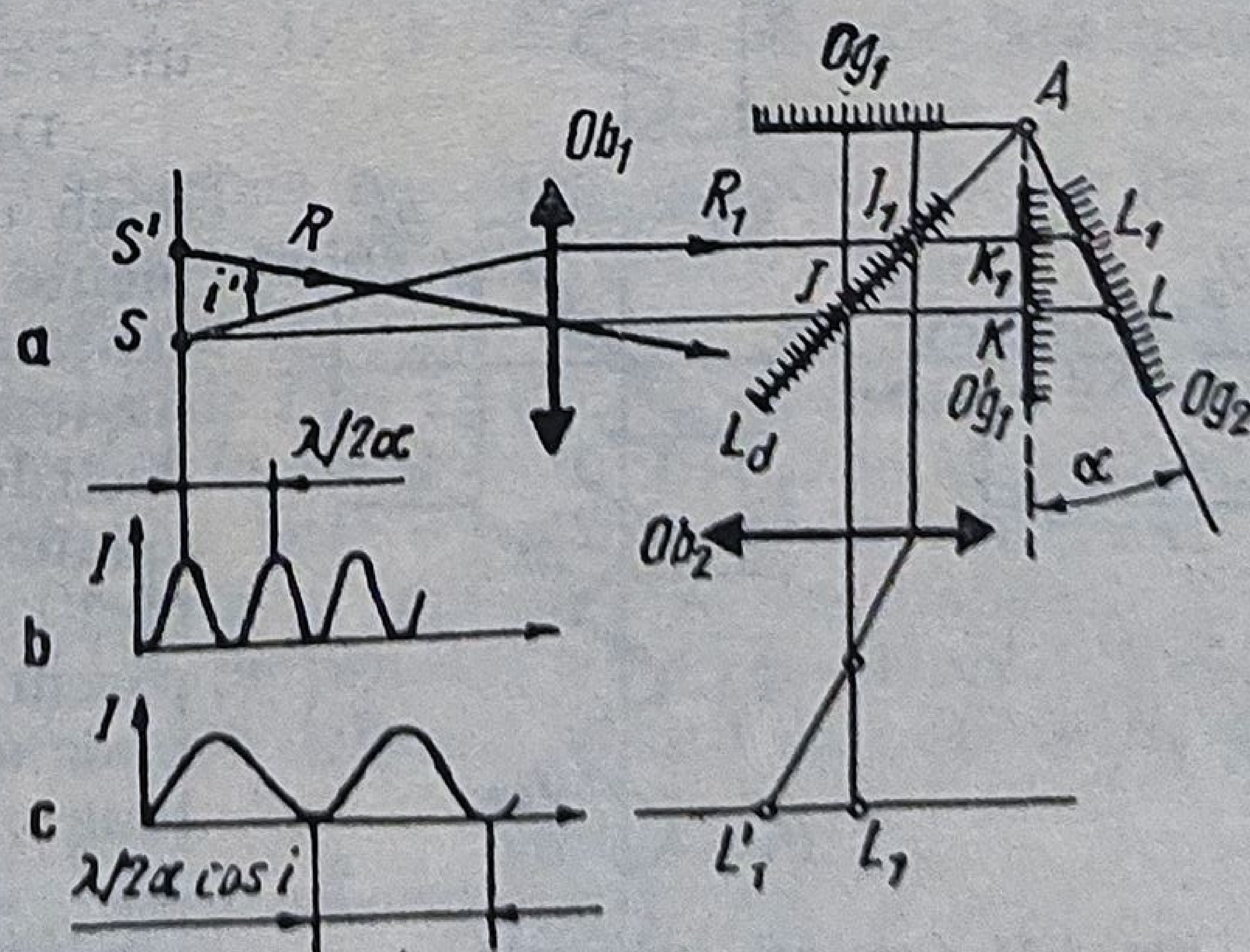



Fig. 1.10. Coerenţa spaţială.

$S'$, raza $R$ atinge oglinda $O'_{g1}$ sub unghiul $i$, și diferența de drum este $\Delta' = 2d \cos i$. Deci intensitatea undei rezultante este $I = \cos^2 (2\pi d \cos i/\lambda)$ cu distanța dintre maxime (interfranja) $\lambda/2\alpha \cos i$ (fig. 1.10, *c*).

Cînd ambele surse $S$ și $S'$ emit simultan ca surse independente, numite „surse incoerente" undele nu dau maxime egale cu suma amplitudinilor, deoarece maximele celor două unde nu se suprapun. Același lucru se întîmplă dacă distanța $SS'$ este mare. Cînd distanța $SS'$ este mică $\cos i \approx 1$ și cele două unde rezultante au aceeași perioadă $\lambda/2\alpha$. Prin urmare, ele interferează și în $L'$ apare un tablou de franje net. În acest caz se spune că iluminarea este coerentă spațial. Mărind distanța $SS'$ tabloul de franje devine mai puțin net și iluminarea este „parțial coerentă spațial". Dacă distanța $SS'$ crește și mai mult (sursa întinsă) în planul $L_1L'_1$ nu mai apar franje, deoarece unghiul $i$ crește foarte mult și maximele celor două unde nu coincid. În acest caz iluminarea este „incoerentă spațial".

Cînd sursa este monocromatică și întinderea acesteia suficient de mică, dar nu punctuală, tabloul de interferență apare net și iluminarea este „spațial coerentă". Ea devine incoerentă spațial cînd franjele dispar, adică atunci cînd dimensiunile sursei monocromatice sînt prea mari.

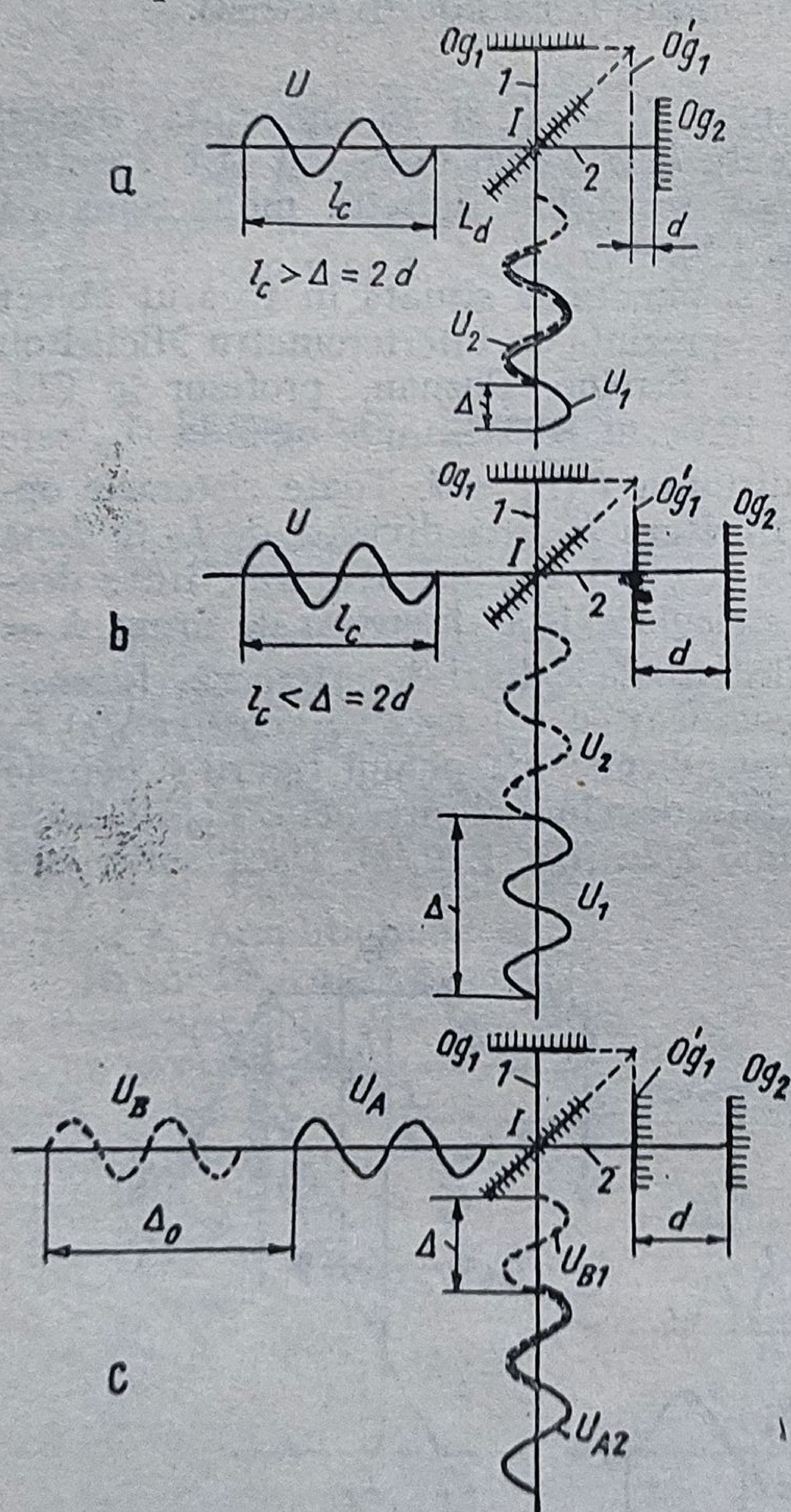


Fig. 1.11. Coerența temporală.

În fig. 1.11, *a* se observă că dacă oglinzile $O_{g1}$ și $O_{g2}$ nu sînt situate simetric față de lama divizoare $L_d$, adică între imaginea $O'_{g1}$ și $O_{g2}$ există distanța $d$, undele divizate și spațial coerente, reflectate pe cele două oglinzi, au o diferență de drum $\Delta = 2d < l_c$ și deci ele interferează, formînd un tablou net de franje.

În acest caz există nu numai coerență spațială ci și o coerență „temporală".

Cînd $\Delta > l_c$ cele două trenuri de unde nu se mai întîlnesc și interferența nu poate avea loc. Cele două unde sînt „incoerente temporal".

Dacă în interferometru intră două unde $u_A$ și $u_B$ emise în momente diferite, între ele există distanța $\Delta_0$ și între undele divizate iau naștere diferențe de drum mai mari decît lungimea de coerență și deci acestea nu interferează. Se poate însă întîmpla ca între unda $u_{B1}$ (care parcurge un drum mai scurt) și unda $u_{A2}$, care parcurge drumul mai lung să existe diferența de drum $\Delta_1 = \Delta_0 - \Delta = \Delta_0 - 2d$. În timpul emisiei, distanțele $\Delta_0$ variază și di-

ferențele $\Delta_1$ sînt diferite. Fenomenul de interferență nu poate fi observat, deoarece durata acestuia (timpul de coerență $T_c$) este foarte scurtă. Prin urmare, cele două unde sînt incoerente temporal.

### 1.3.2. Principii și legi

a. *Principiul lui Fermat*: suma drumurilor optice $n_i d_i$ pe care o străbate o undă prin diferite medii cu indicii de refracție $n_i$ de la un punct obiect 0 la unul imagine 0′ este o condiție de minim, de maxim sau de staționaritate. Conform acestui principiu se poate scrie $L = \Sigma n_i d_i =$ Extremum; $L = \Sigma d_i c/v_i = c\Sigma d_i/v_i = c\Sigma t_i$. $\Sigma t_i =$ Extremum $\rightarrow \delta_t = 0$ și deci $\delta\Sigma n_i d_i = 0$, adică $\Sigma n_i d_i =$ constant. Suprafețele care satisfac această condiție se numesc stigmatice, pentru că realizează o corespondență de punct cu punct între spațiile obiect și imagine.

b. *Legea lui Malus:* prin reflexii și refracții succesive un fascicul se propagă mereu perpendicular pe suprafața de undă. Un astfel de fascicul se numește ortonom.

c. *Principiul lui Huygens-Fresnel:* fiecare punct al unei suprafețe de undă reprezintă centrul de emisie al unui nou sistem de unde secundare care pot interfera una cu alta. Înfășurătoarea undelor secundare este o suprafață de undă sferică concentrică cu cea inițială.

d. *Legile reflexiei* 1) fasciculul incident $\Phi_i$, normala $N$ la suprafață în punctul de incidență $I$ și fasciculul reflectat $\Phi_\alpha$ se află în planul de incidență; 2) $\sphericalangle r = -\sphericalangle i$ și $\sphericalangle r = \sphericalangle\pi - \sphericalangle i$.

e. *Legile refracției:* 1) fasciculul incident $\Phi_i$, normala $N$ la suprafață în punctul de incidență $I$ și fasciculul refractat $\Phi_\tau$ sînt situate în același plan (planul de incidență); 2) $n \sin i = n' \sin i'$ (legea lui Willibrord Snell Van Royen, cu numele latinizat Snellius, 1618). Descartes, independent de Snell, a dat aceeași lege în „Dioptrik“, publicată în anul 1637.

La propagarea luminii dintr-un mediu mai dens într-un mediu mai puțin dens, adică $n' < n$, pentru o valoare limită a unghiului de incidență $i$, lumina se întoarce în același mediu, reflectîndu-se total. Acest unghi limită rezultă din $n \sin i = n' \sin i' = 1$ și deci $i_l = \arcsin(1/n)$. Cînd $n'/n = 1/1{,}5$ rezultă $i_l \approx 42°$. Pentru aceste medii, reflexia totală are loc dacă unghiul de incidență $i > i_l$, spre exemplu $i = 45°$ (v. reflexia pe suprafața ipotenuză la prisma isoscel dreaptă).

La reflexia undelor pe suprafețele metalice vectorul electric (luminos) $\vec{E}$ suferă un salt de fază de $\pi/2$ și lumina polarizează eliptic.

Se definesc: factorul de reflexie $R = \rho = \Phi_\rho/\Phi_i$, factorul de absorbție $A = \alpha = \Phi_\alpha/\Phi_i$, factorul de transmisie $T = \tau = \Phi_\tau/\Phi_i$, opacitatea $0 = 1/\tau$, densitatea de transmisie $D = -\lg\tau$ și factorul de difuzie $D = (L_{20°} + L_{70°})/2L_{5°}$.

În tabelul 1.1. se dau factorii $\rho$, $\alpha$ și $\tau$ pentru diferite materiale.

Dacă undele incidentă, reflectată și transmisă se descompun în componentele care vibrează paralel ($\|$) și perpendicular ($\perp$) pe planul de incidență, pot fi scrise formulele lui Fresnel care definesc factorii de reflexie $R_\|$ și $R_\perp$:

$$R_\| = \frac{\operatorname{tg}^2(i - i')}{\operatorname{tg}^2(i + i')}; \quad R_\perp = \frac{\sin^2(i - i')}{\sin^2(i + i')}. \tag{1.1}$$

*Tabelul 1.1.* **Proprietățile de difuzie, reflexie, absorbție și transmisie ale unor materiale**

| Materialul | Grosimea $d$, mm | Difuzia | Factorul de ... | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | Reflexie $R(\rho)$ | Absorbție $A(\alpha)$ | Transmisie $R(\tau)$ |
| Cristal | 3 | Nu | 0,08 | 0,01 | 0,91 |
| Sticlă | 2 ... 4 | Nu | 0,06 ... 0,08 | 0,02 ... 0,04 | 0,90 ... 0,92 |
| Sticlă ornament | 3 ... 6 | Mică | 0,07 ... 0,24 | 0,03 ... 0,21 | 0,57 ... 0,90 |
| Sticlă mată atac acid | 2 | Mică | 0,07 ... 0,10 | 0,05 ... 0,10 | 0,82 ... 0,88 |
| Sticlă mată sablată | 2 ... 3 | Mică | 0,11 ... 0,16 | 0,07 ... 0,11 | 0,77 ... 0,82 |
| Sticlă opal I | 1,7 ... 3,6 | Bună | 0,40 ... 0,69 | 0,12 ... 0,31 | 0,12 ... 0,38 |
| Sticlă opal II | 1,7 ... 3,7 | Bună | 0,46 ... 0,54 | 0,07 ... 0,11 | 0,37 ... 0,47 |
| Stilcă opal III | 1,8 ... 3,5 | Bună | 0,65 ... 0,78 | 0,04 ... 0,10 | 0,13 ... 0,31 |
| opal I | 2 ... 3 | Bună | 0,31 ... 0,45 | 0,03 ... 0,10 | 0,47 ... 0,66 |
| opal II | 3 | Bună | 0,54 ... 0,67 | 0,08 ... 0,11 | 0,27 ... 0,35 |
| opal | 2,2 ... 2,5 | Mică | 0,13 ... 0,28 | 0,02 ... 0,14 | 0,58 ... 0,84 |
| opal | 1,4 ... 3,6 | Bună | 0,40 ... 0,78 | 0,04 ... 0,31 | 0,12 ... 0,38 |
| Hîrtie pergament fără ton | | Bună | 0,45 ... 0,48 | 0,05 ... 0,15 | 0,35 ... 0,55 |
| Hîrtie de desen | | | 0,80 | | |
| Hîrtie neagră | | | 0,05 | | |
| Carton | | Bună | 0,65 | 0,27 | 0,08 |
| Mătase albă | | Aproape | 0,25 ... 0,38 | 0,01 | 0,61 ... 0,71 |
| Schirting alb | | bună | 0,65 | 0,31 | 0,04 |
| Mătase colorată | | Aproape bună | 0,05 ... 0,25 | 0,13 ... 0,54 | 0,27 ... 0,80 |
| Zelon transparent | 0,5 | Mică | 0,08 | 0,13 | 0,79 |
| Zelon alb | 1,0 | Bună | 0,55 | 0,28 | 0,17 |
| Alabastru | 11 ... 13 | Bună | 0,49 ... 0,67 | 0,14 ... 0,21 | 0,17 ... 0,30 |
| Marmoră | 3 ... 10 | Bună | 0,30 ... 0,71 | 0,18 ... 0,65 | 0,03 ... 0,19 |
| Celofan | 3 | Mică | 0,18 | 0,12 | 0,70 |
| Email alb | | | 0,65 ... 0,75 | | |
| Porțelan alb | | | 0,60 ... 0,80 | | |
| Ni polisat | | | 0,64 | | |
| Oțel polisat | | | 0,60 | | |
| Crom | | | 0,65 | | |
| Aluminiu | | | 0,89 ... 0,92 | | |
| Argint | | | 0,93 ... 0,98 | | |
| Rodiu | | | 0,60 | | |

Factorul de reflexie mediu este dat de expresia

$$R_m = \frac{\Phi_r}{\Phi_i} = \frac{1}{2}\left[\frac{\mathrm{tg}^2(i-i')}{\mathrm{tg}^2(i+i')} + \frac{\sin^2(i-i')}{\sin^2(i+i')}\right] = \frac{I_r}{I_i}. \tag{1.2}$$

Aceste formule arată că factorul de reflexie și deci și fluxul luminos reflectat ori transmis depind de unghiul de incidență. La incidență normală ($i = 0$) se obține:

$$R_{\|} = R_{\perp} = \frac{\Phi_r}{\Phi_i} = \left(\frac{n-n'}{n+n'}\right)^2, \tag{1.3}$$

unde $n' > n$, de exemplu $n = 1$ pentru aer și $n' = 1{,}5$ pentru sticlă.

Pentru $i + i' = 90°$ lumina polarizează. Unghiul de incidență se obține din $\mathrm{tg}\, i = 1/n$ (unghiul lui Brewster).

În acest caz $R_{\|} = 0$ și $R_{\perp} = \dfrac{n^2-1}{n^2+1} = \dfrac{\Phi_{r\perp}}{\Phi_{i\perp}}$.

La un sistem optic care conţine $m$ suprafeţe şi pierderea de flux prin reflexie este $V_1$ fluxul luminos transmis este

$$\Phi_\tau = \Phi_i(1 - V_1)^m = \Phi_i R^m. \tag{1.4}$$

Fluxul luminos absorbit este $\Phi_a = (1 - V_2)^d \Phi_i$, în care $d$ este drumul geometric prin piesă şi $V_2$ reprezintă pierderea specifică de flux luminos pentru $d = 1$ mm ($V_2 = 0{,}0005$ pentru sticla Flint; $V_2 = 0{,}00048$ pentru sticle cron).

Fluxul luminos reflectat de o oglindă este

$$\Phi_\alpha = (1 - V_3)^k \Phi_i, \tag{1.5}$$

unde $k$ reprezintă numărul de suprafeţe reflectante, iar $V_3$ — pierderea specifică ($V_3 = 0{,}05$ pentru $Ag$ şi $V_3 = 0{,}1$ pentru $Al$). Pierderea totală de flux luminos este

$$\Phi_v = \Phi_i(1 - V_1)^m(1 - V_2)^d(1 - V_3)^k. \tag{1.6}$$

Alte date importante se găsesc în § 4.9.

Din formula 1.3 rezultă că la suprafaţa aer — sticlă există o pierdere de circa 4% din fluxul luminos incident, indiferent dacă lumina intră din aer în sticlă sau invers.

Aceste pierderi prin reflexie pot fi eliminate prin interferenţă care ia naştere într-un strat subţire neabsorbant. Acest strat trebuie să satisfacă următoarele condiţii:

1) indicele de refracţie $n_s$ al stratului trebuie să fie mai mic decît cel al sticlei $n'$, dar mai mare decît al aerului;
2) indicele $n_s$ trebuie astfel ales încît intensităţile luminoase pe dioptrii aer — strat şi strat — sticlă să fie egale (condiţia de amplitudine);
3) grosimea optică $nd$ trebuie astfel stabilită încît între undele reflectate de dioptrii aer — strat şi strat — sticlă să ia naştere o diferenţă de drum optic egală cu $\lambda/2$ (condiţia de fază).

Deoarece undele reflectate de dioptrul strat-sticlă străbate stratul de două ori, este suficient ca drumul optic $n_s d = \lambda/4$.

Condiţia de amplitudine este satisfăcută atunci cînd factorii de reflexie $\rho_1$ şi $\rho_2$ ai celor două suprafeţe (aer — strat şi strat — sticlă) sînt egali. Pentru $n = 1$ se obţine: $\sqrt{\rho_1} = (1 - n_s)/(1 + n_s)$; $\sqrt{\rho_2} = (n_s - n')/(n_s + n')$. Din $\sqrt{\rho_1} = \sqrt{\rho_2}$ rezultă $n_s = \sqrt{n'}$.

Pentru reflexia normală, factorul de reflexie este dat de raportul $\Phi_\rho/\Phi_i$:

$$\rho = \frac{\rho_1 + \rho_2 + 2\sqrt{\rho_1\rho_2}\cos 2\varphi}{1 + \rho_1\rho_2 + 2\sqrt{\rho_1\rho_2}\cos 2\varphi},$$

în care $\varphi$ este diferenţa de fază între undele reflectate pe suprafeţele anterioară şi posterioară ale stratului.

Dacă $\rho_1 = \rho_2$, condiţia de fază ($\rho = 0$) pentru ordinul unu este $\cos 2\varphi = -1$ şi $2\varphi = \pi$.

Deoarece $\varphi = 2\pi n_s d/\lambda$, se determină grosimea optimă a stratului: $n_s d = \lambda/4$.

Se înţelege că la reflexie, pe fiecare suprafaţă are loc un salt de fază, dar acestea se compensează reciproc.

Așadar, pentru $n_s = \sqrt{n'}$ și $n_s d = \lambda/4$, reflexia este înlăturată în mare măsură și crește considerabil transmisia, dacă stratul subțire nu este absorbant. Pe de altă parte, trebuie reținut faptul că pierderea menționată este înlăturată numai pentru o lungime de undă. Spre exemplu, pentru $n = 1{,}38$ (fluorură de magneziu), condiția de amplitudine este îndeplinită pentru $n' = 1{,}9$.

Dacă se folosesc două straturi din două materiale se pune condiția: $n_{s2}/n_{s1} = \sqrt{n'}$.

### 1.3.3. Axiomele opticii geometrice

— În medii optice izotrope lumina se propagă în linie dreaptă.

— Un fascicul care se propagă într-un sens se poate propaga și în sens contrar, pe același drum.

— Fasciculele de radiații se pot intersecta fără să se influențeze unul pe altul.

— Un dioptru acționează asupra unui fascicul de radiații conform legilor reflexiei și refracției.

### 1.3.4. Dispersia luminii

Un fascicul de radiații cu lungimile de undă cuprinse între 340 și 770 nm constituie un fascicul luminos. Dacă acest fascicul policromatic trece printr-un dioptru are loc descompunerea în fasciculele componente, monocromatice adică are loc dispersia luminii. Sistemul optic refractă diferit radiațiile cu lungimi de undă diferite. Se constată că indicele de refracție $n$ depinde de lungimea de undă $\lambda$. Cînd $n$ crește cu micșorarea lungimii de undă, dispersia este normală; în caz contrar dispersia este anormală.

O prismă descompune un fascicul policromatic în componentele sale monocromatice sau linii spectrale care formează un spectru. Ordonarea liniilor spectrale după valoarea lungimii de undă $\lambda$ și simbolizarea acestora cu literele alfabetului latin a fost făcută de E. Fraunhofer (tabelul 1.2).

Diferența indicilor de refracție pentru radiațiile extreme se numește dispersie: $\vartheta = n_H - n_C$; aceasta este diferită la diferite substanțe (fig. 1.12).

Diferența $\vartheta$ dintre indicii de refracție ai altor linii spectrale se numește dispersie specifică, iar diferența dintre cele mai luminoase linii spectrale constituie dispersia principală, sau dispersia medie $\Delta n = n_F - n_C$. Raportul $K = (n_F - n_C)/(n_d - 1)$ reprezintă puterea dispersivă.

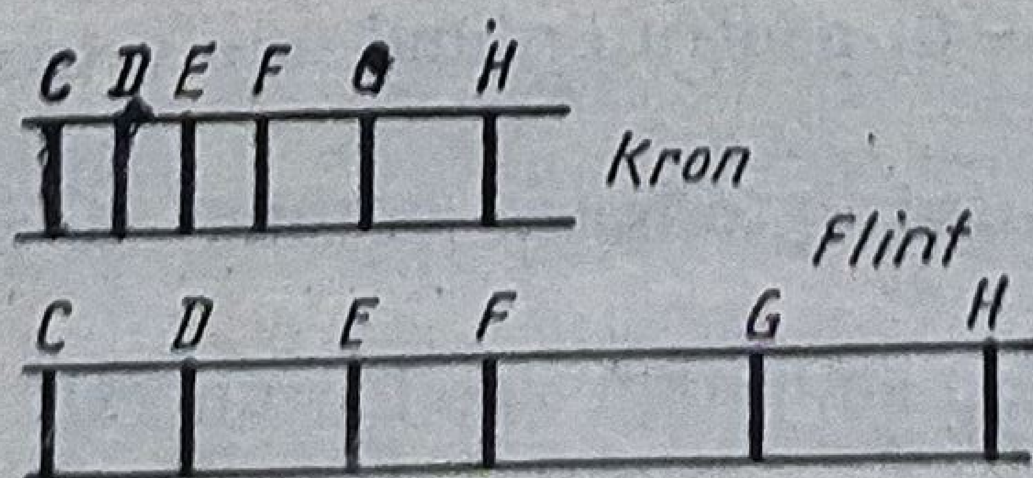



Fig. 1.12. Spectrele a două sticle: *a* — Kron; *b* — Flint.

*Tabelul 1.2.* **Liniile spectrale pentru care se indică caracteristicile sticlelor optice**

| λ nm | 365,01 | 404,66 | 435,84 | 479,99 | 486,13 | 546,07 | 587,56 | 643,85 | 656,28 | 706,5 | 852,1 | 1013,98 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $n$ | $n_i$ | $n_h$ | $n_g$ | $n_{F'}$ | $n_F$ | $n_e$ | $n_d$ | $n_{C'}$ | $n_C$ | $n_r$ | $n_U$ | $n_s$ |
| Culoarea | *UV* | Violet | Albastru | Albastru | Albastru | Verde | Galben | Roşu | Roşu | Roşn | *IR* | *IR* |
| Elementul | Hg | Hg | Hg | Cd | H | Hg | He | Cd | H | He | Cs | Hg |
| Dispersia relativă $\vartheta$ | $\frac{n_i - n_h}{n_{F'}-n_{C'}}$ | $\frac{n_h - n_g}{n_{F'}-n_{C'}}$ | $\frac{n_g-n_{F'}}{n_{F'}-n_{C'}}$ | $\frac{n_{F'}-n_e}{n_{F'}-n_{C'}}$ | $\frac{n_g-n_F}{n_F-n_C}$ | $\frac{n_e-n_d}{n_{F'}-n_{C'}}$ | $\frac{n_e-n_d}{n_F-n_C}$ | $\frac{n_e-n_{C'}}{\nu_{F'}-n_{C'}}$ | $\frac{n_d-n_C}{n_F-n_C}$ | $\frac{n_{C'}-n_r}{n_{F'}-n_{C'}}$ | $\frac{n_{C'}-n_U}{n_{F'}-n_{C'}}$ | $\frac{n_U-n_s}{n_{F'}-n_{C'}}$ |
| Coeficientul de dispersie în $\vartheta = f(\nu_j)$ | $\nu_e$ | $\nu_e$ | $\nu_e$ | $\nu_e$ | $\nu_d$ | $\nu_e$ | $\nu_d$ | $\nu_e$ | $\nu_d$ | $\nu_e$ | $\nu_e$ | $\nu_e$ |
| Dispersia medie dn | $dn \approx \Delta n = n_{F'} - n_{C'}$ sau $dn \approx \Delta n = n_F - n_C$ | | | | | | | | | | | |
| Coeficienţii de dispersie | $\nu_e = (n_e - 1) / (n_{F'} - n_{C'})$; $\nu_d = (n_d - 1) / (n_F - n_C)$ | | | | | | | | | | | |
| Cataloage: | OTTO SCHOTT-Jena; MASPRIBORINTORG – Moscova; GLASSEXPORT – Praga; SPEZIAL-GLASS G.M.B.H. – Mainz; SOVIREL – Parra-Mantois; BOURNS OPTICAL GLASS – Los Angeles; STAS 3003-67. | | | | | | | | | | | |

### 1.3.5. Interferența luminii

Două unde luminoase cu amplitudinile $a_1$, $a_2$, lungimile de undă $\lambda_1$, $\lambda_2$ și fazele $\delta_1$, $\delta_2$ pot interfera dacă: a) undele se află în același plan; b) diferența drumurilor optice parcurse de cele două unde este mai mică decît lungimea coerentă $l_c$; c) diferența de fază $\varphi = \delta_2 - \delta_1 = 2\pi\Delta/\lambda =$ constant. (1.7)

O undă luminoasă are amplitudinea complexă

$$u = ae^{ikx} = ae^{2i\pi x/\lambda}. \tag{1.8}$$

Se deosebesc două tipuri de franje de interferență și anume: franje Haidinger și franje Fizeau.

a. *Franje Haidinger — franje de egală înclinare*

Franjele de egală înclinare au fost observate de W. Haidinger (1849) și de E. Mascart (1871) dar au fost descrise de O. Lummer (1884), care le-a numit franje Haidinger.

Un fascicul incident pe o lamă plan-paralelă cu grosimea $d$, alcătuită dintr-un mediu cu indicile de refracție $n$, suferă reflexii și refracții diferite, cauzate de cei doi dioptri și apar diferențe de drum optic și de fază.

Cu notațiile din fig. 1.13 se poate scrie:

$$\Delta = n(\overline{AB} + \overline{BC}) - (\overline{AE} + \lambda/2) = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \lambda/2. \tag{1.9}$$

Pentru $\Delta = k\pi$ apar maxime de interferență, iar pentru $\Delta = (2k + 1)\lambda/2$ apar minime. Tabloul de interferență ia naștere la infinit, deoarece fasciculele ce părăsesc lama sînt paralele, dar poate fi localizat în focarul imagine al unui sistem optic convergent.

Distanța unghiulară dintre două franje vecine este $i_1'^2 - i_2'^2 = \lambda/nd$, iar distanța liniară dintre două benzi de aceeași culoare ori dintre două maxime sau minime succesive este

$$\Delta_2 - \Delta_1 = (2k + 1)\lambda/2 - k\lambda = \lambda/2. \tag{1.10}$$

Numărul $N$ de franje de interferență care iau naștere în domeniul spectral $\Delta\lambda$ este $N = \lambda/\Delta\lambda$. Pentru ca la incidență normală, interferența să poată

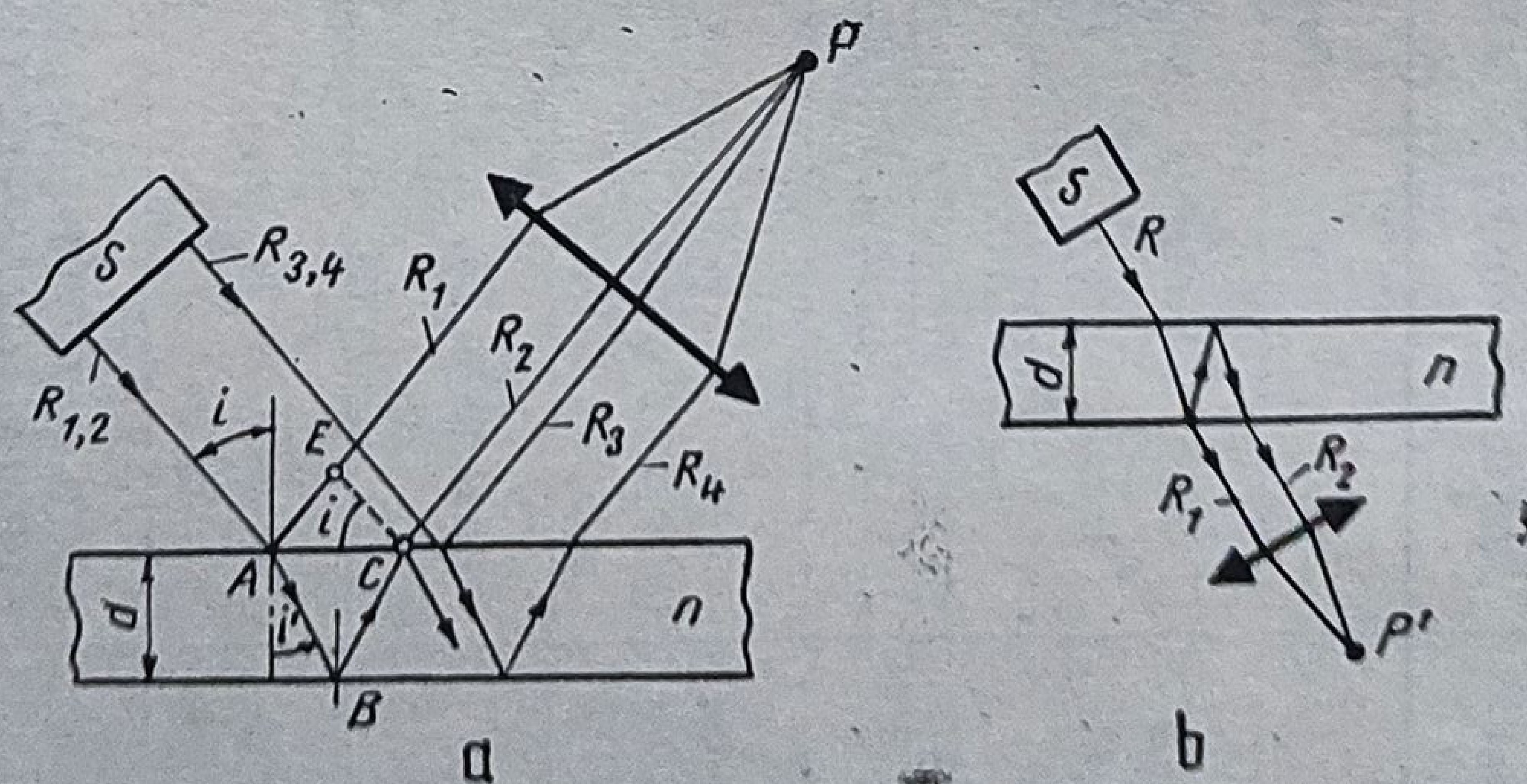



Fig. 1.13. Interferența Haidinger:
*a* — de egală înclinare (reală); *b* — virtuală.

avea loc este necesar ca lungimea dublă a drumului optic străbătut de o undă prin lamă să fie mai mică decît lungimea de coerență $l_c \leqq N\lambda$, adică $2dn < N\lambda$. Pentru măsurări interferențiale trebuie ca

$$l_c > 2d. \tag{1.11}$$

Dacă lama este alcătuită din aer, limitată de două divizoare sau de o oglindă și un divizor se obțin franje nete, înguste și cu mare contrast, datorită fenomenului de reflexie multiplă (fig. 1.14).

Același fenomen ia naștere și în cazul în care una din cele două oglinzi este înlocuită cu imaginea unei oglinzi (v. comparatorul interferențial Kösters).

b. *Interferența Fizeau — interferență de egală grosime*

Fie o suprafață reflectantă $S$ pe care se așază o lamă plan-paralelă din sticlă $L$ astfel încît între acestea să ia naștere o pană cu unghiul $\alpha$. Într-un punct oarecare $A$, grosimea penei este $d$ (fig. 1.15, *a*)

Undele reflectate pe cele două suprafețe care definesc pana interferează la distanță finită și pot fi observate cu ochiul liber. În ipoteza că grosimea lamei este nulă, diferența de drum optic dintre cele două raze este $\Delta = 2d \cos(i - \alpha)$. Apar maxime, adică benzi Fizeau, paralele cu muchia penei $M$, pentru $\Delta = k\lambda$ și deci pentru $d = k\lambda/2 \cos(i - \alpha)$.

La incidența normală, unei interfranje îi corespunde o diferență de grosime $d = \lambda/2$. Dacă lama se rotește în jurul unei axe perpendiculare pe oglindă și trece prin $M$, benzile se rotesc și ele. Cînd suprafața inferioară a lamei este sferică, franjele sînt circulare și concentrice în $M$. Deoarece la reflexia undei pe suprafața lamei are loc un salt de fază egal cu $\pi$, centrul tabloului de interferență este întunecat. Așadar, o pană poate lua naștere și între tangentele a două suprafețe curbe.

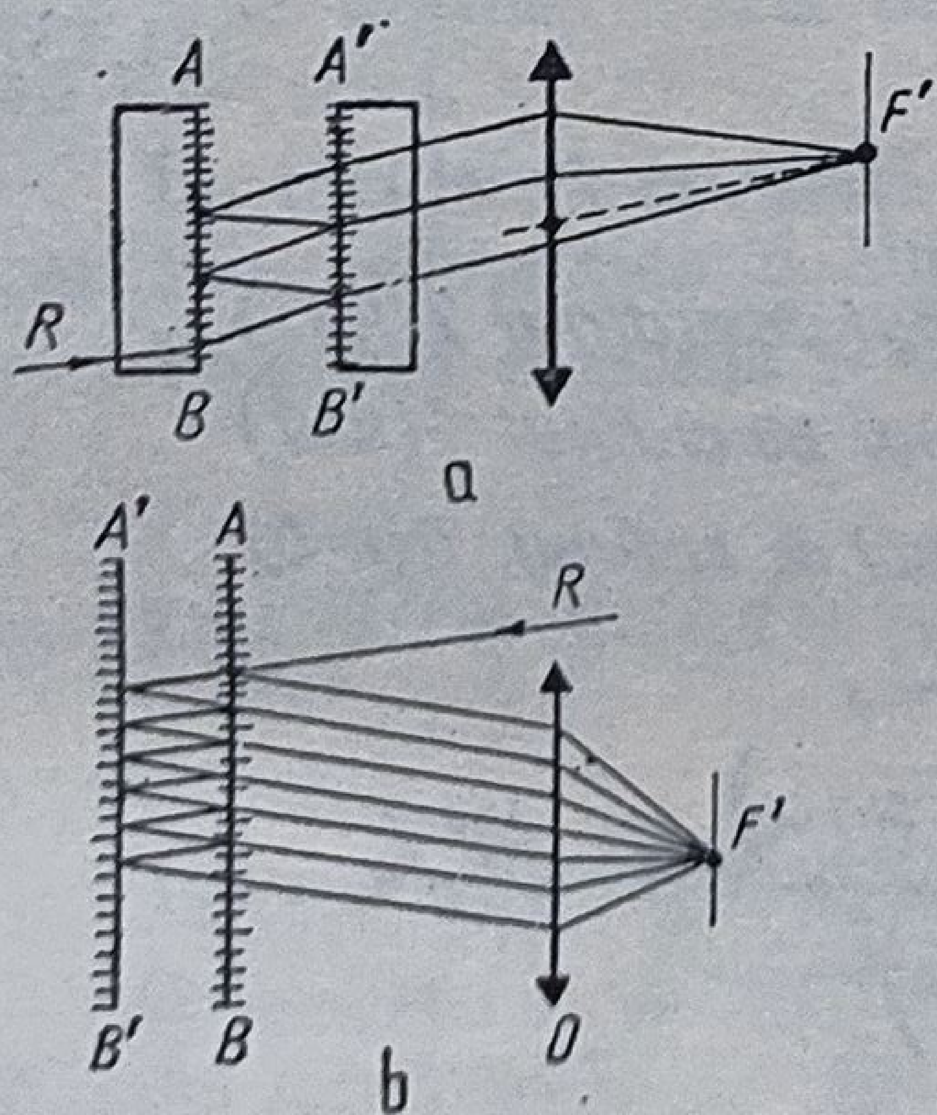



Fig. 1.14. Interferența multiplă.

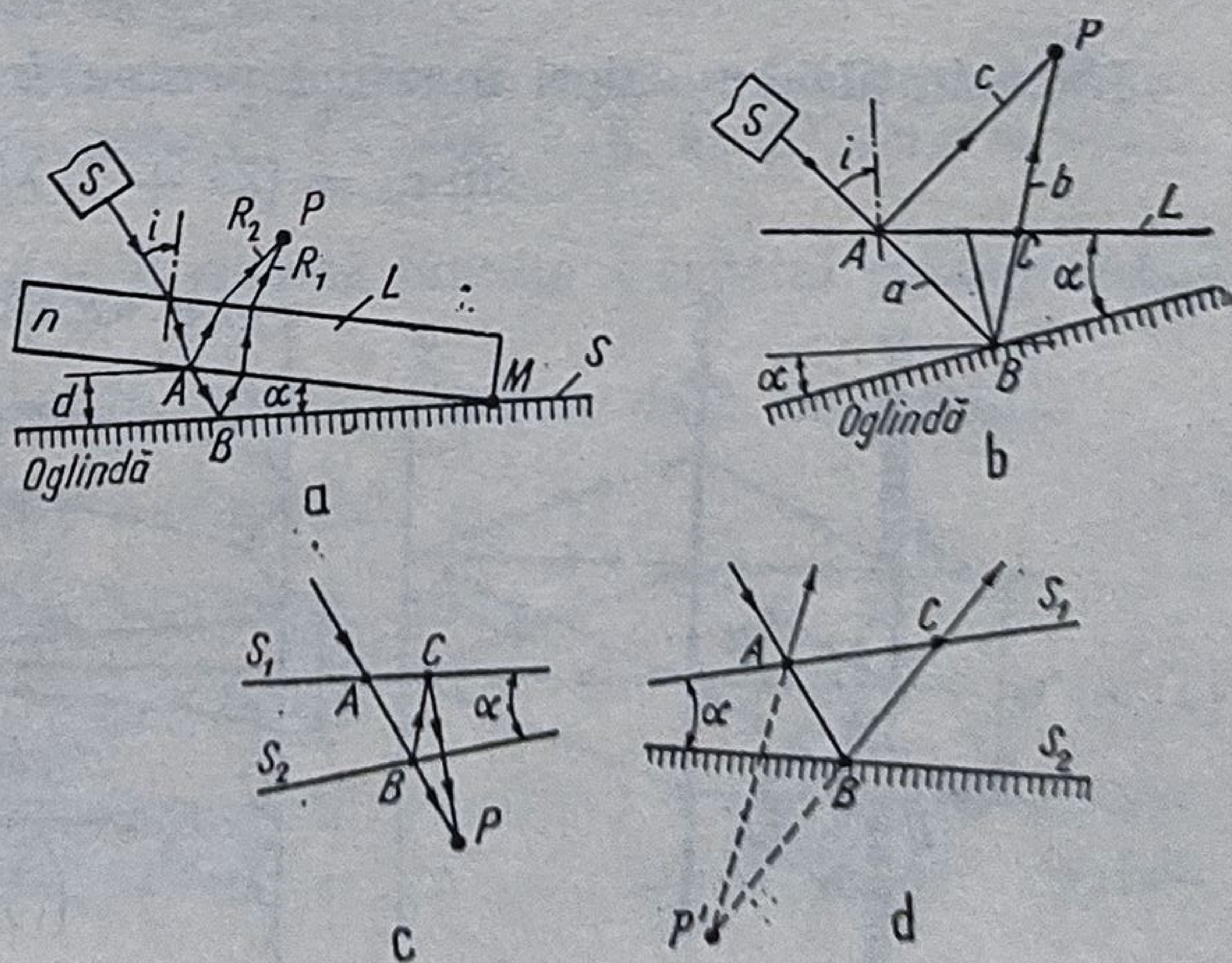



Fig. 1.15. Interferența Fizeau: *a*, *b*, *c* — de egală grosime (reală); *d* — virtuală.

Dacă suprafaţa oglinzii $S$ nu este perfect plană, ci prezintă deformaţii, benzile de interferenţă se văd deformate. În acest fel pot fi determinate abaterile de formă, rugozitatea suprafeţelor şi abaterile razelor de curbură ale suprafeţelor optic polisate (v. cap. 9).

Faptul că pana poate avea loc şi între imaginile oglinzilor prezintă o importanţă cardinală pentru metrologie (v. interferometrele şi comparatoarele interferenţiale). Interferenţa poate fi reală şi în lumină transmisă (fig. 1.15, *c*) precum şi virtuală (fig. 1.15, *d*).

### 1.3.6. Difracţia luminii

La trecerea luminii pe lîngă un obstacol (fir, muchie, fantă, orificiu) are loc o deviaţie a undelor de la direcţia iniţială, adică apare fenomenul de difracţie. Cînd fanta sau orificiul se îngustează muchiile nu mai pot fi observate clar pe un ecran situat după elementul obstacol; în locul umbrelor apar tablouri de interferenţă care iau naştere prin interferenţa undelor de aceeaşi fază ce izvorăsc din sursele secundare, adică din muchiile fantei care, conform principiului lui Huygens — Fresnel, devin surse secundare de emisie şi pot interfera. După cum fasciculul incident pe elementul obstacol menţionat este divergent sau paralel, se deosebesc difracţia Fresnel şi respectiv difracţia Fraunhofer.

*Difracţia Fraunhofer la o fantă (fig. 1.16)*. La difracţia Fraunhofer se obţin distribuţiile amplitudinii şi intensităţii în dependenţă de unghiul de difracţie $\alpha$:

$$I_\alpha = d^2 \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\right) \Big/ \left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\right)^2. \tag{1.12}$$

Intensităţile au valori maxime pentru $k = 0, 1, 2, \ldots,$ din

$$\sin\alpha_k = (2k+1)\,\lambda/2d. \tag{1.13}$$

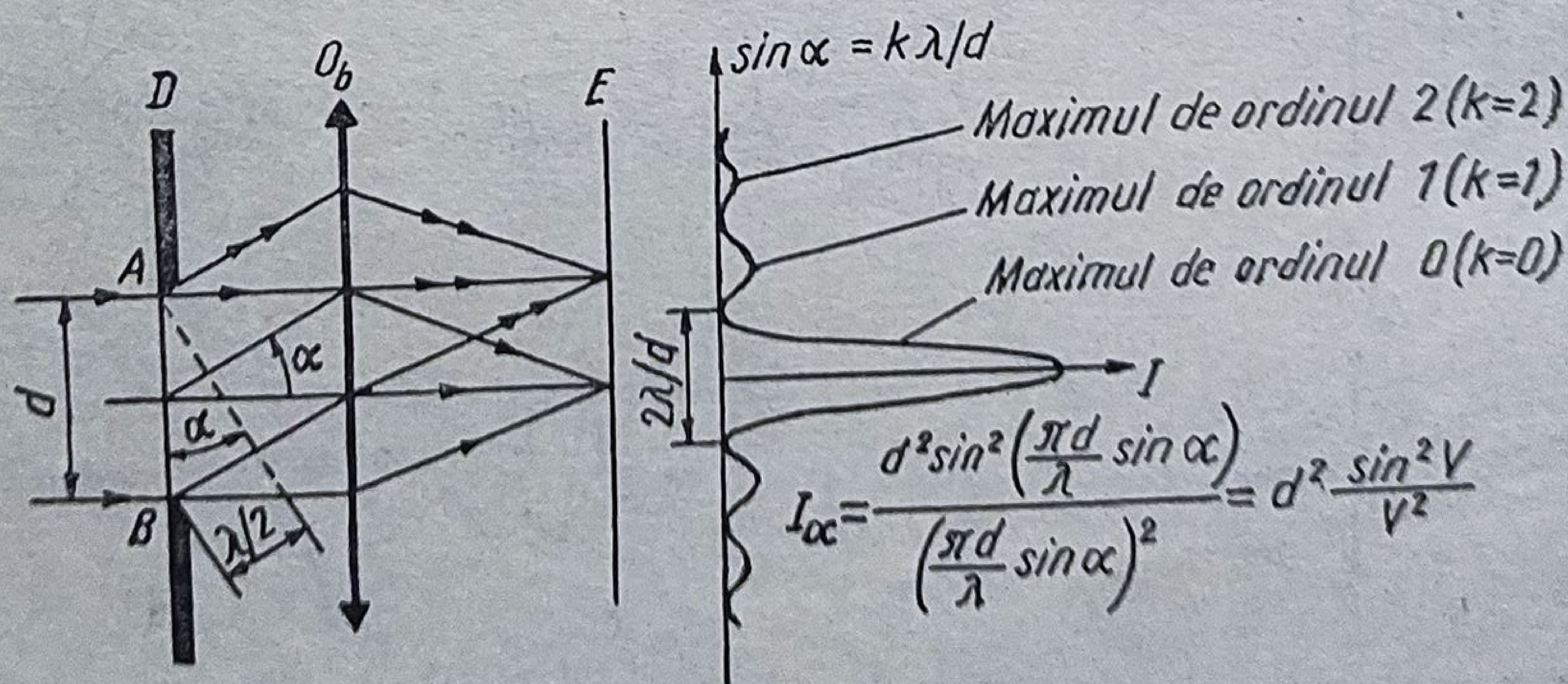



Fig. 1.16. Difracţia Fraunhofer la o fantă.

Distanța dintre două minime consecutive este $\lambda/d$, iar lățimea maximului central este $2\lambda/d$ (fig. 1.17).

Dacă există două fante situate la distanța $s$ (constanta rețelei) apar minime la distanța $\lambda/s < \lambda/d$. În maximul central cu lățimea $2\lambda/d$ se află un număr $(2\lambda/d)/(\lambda/s) = 2s/d$ de minime.

Prin mărirea numărului de fante maximul principal devine deosebit de intens și foarte îngust.

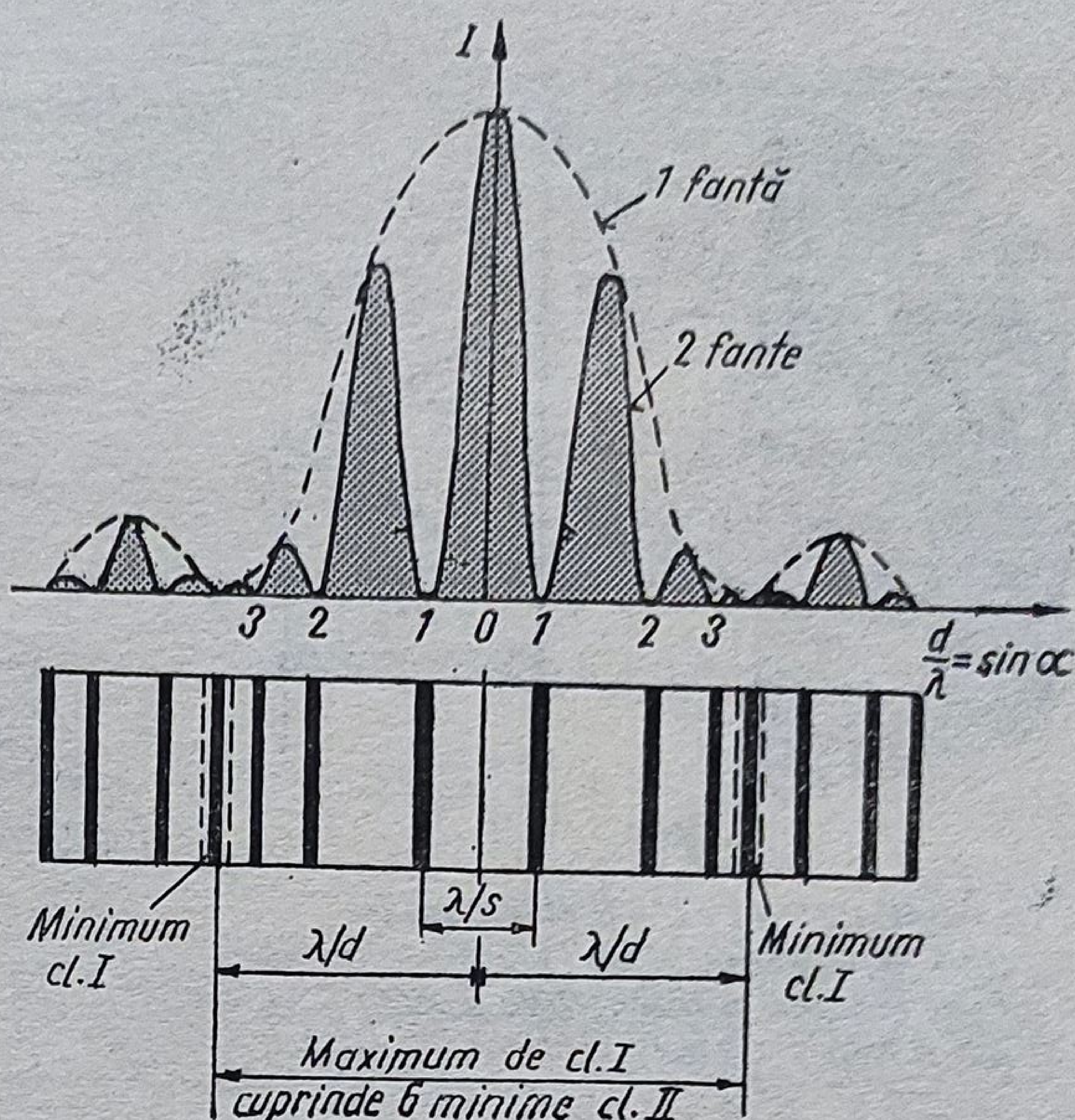


Fig. 1.17.

La fascicule incidente paralele și înclinate cu unghiul $\alpha_0$ pe o rețea plană, care funcționează prin transmisie și are constanta $s$ (fig. 1.18, $a$), iau naștere maxime de interferență în planul focal imagine al unui sistem optic convergent $S$ atunci cînd diferența drumurilor optice $\Delta_1 = s \sin \alpha$ și $\Delta_2 = s \sin \alpha_0$ este un multiplu de $\lambda$, adică cînd cele două vibrații sînt de fază:

$$\Delta = \Delta_1 - \Delta_2 = s(\sin \alpha - \sin \alpha_0) = \pm k\lambda, \tag{1.14, a}$$

sau

$$s(\sin i' - \sin i) = \pm k\lambda. \tag{1.14, b}$$

în care $\lambda_0 = i$ este unghiul de incidență și $\alpha = i'$ — unghiul de difracție. Notînd cu $N = 1/s$ numărul de pași pe unitatea de lungime, se poate scrie: $\sin i' = \sin i \pm kN\lambda$; $\sin \alpha = \sin \alpha_0 \pm kN\lambda$.

Maximele corespunzătoare acestor direcții sînt maxime principale. Pentru $k = 0$ se obține banda de ordin zero în $F_0'$ (fig. 1.18, $b$) și $\sin \alpha = \sin \alpha_0$; $\sin i' = \sin i$.

La incidență normală $i' = i = 0$ rezultă maximul central corespunzător imaginii geometrice a sursei.

Valoarea maximă a ordinului de difracție $k$ este dată de condiția

$$\sin i' - \sin i \leqq 2. \tag{1.15}$$

Din (1.14) și (1.15) se obține $2s \geqq k\lambda$ de unde

$$k_{max} \leqq 2s/\lambda. \tag{1.16}$$

Pentru ca o rețea să dea numai spectrul de ordinul 1, trebuie ca $s > \lambda/2$.

Exemplu: $\lambda = 500$ nm; $s = 250$ nm $= 0{,}25$ μm, adică rețeaua trebuie să aibă un număr de pași

$$N = \frac{1 \text{ mm}}{0{,}25 \text{ μm}} = \frac{1\,000 \text{ μm}}{0{,}25 \text{ μm}} = \frac{100\,000}{25} = 4\,000.$$

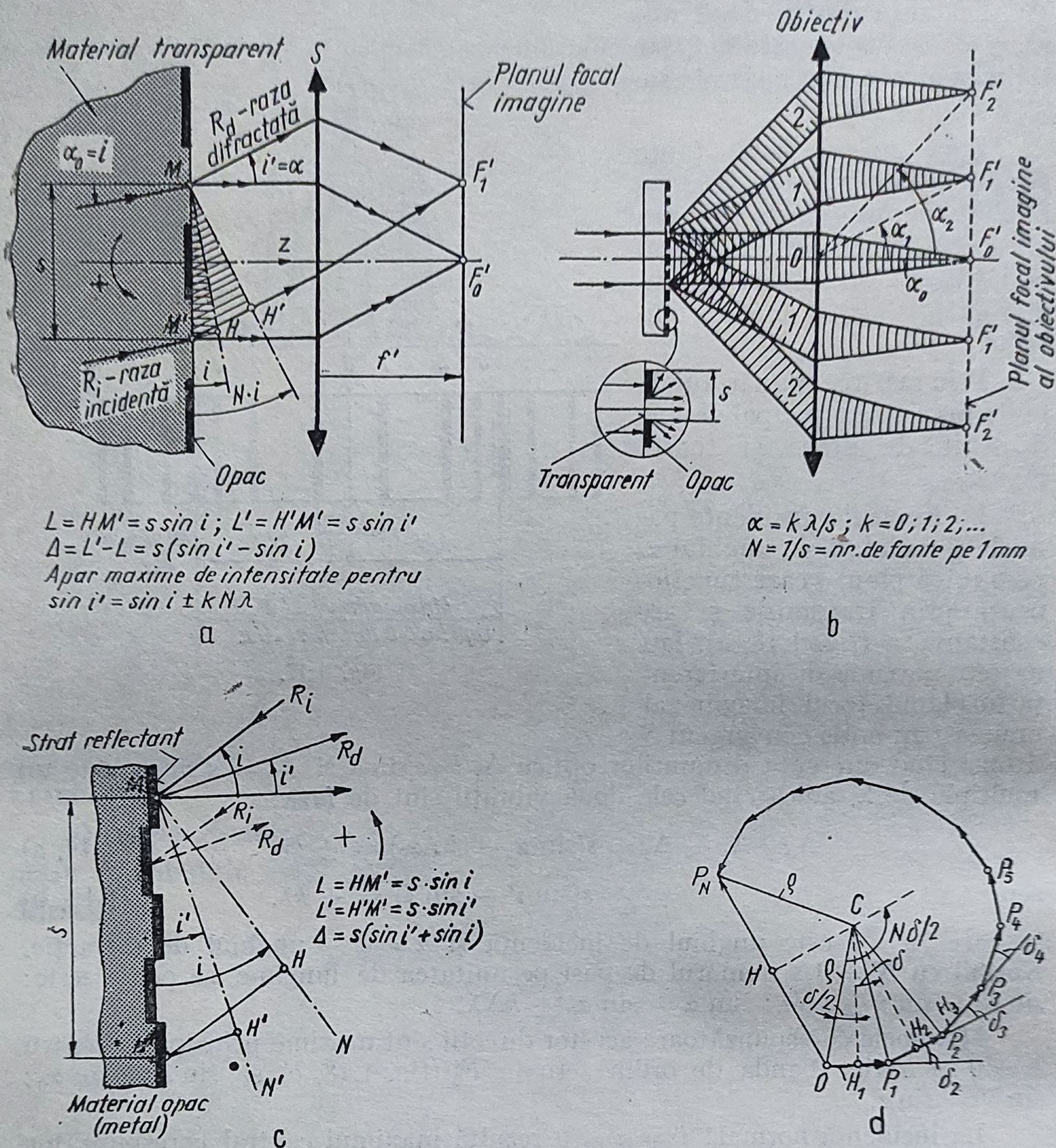



Fig. 1.18. Rețele plane:

*a* — de transmisie; *b* — amplitudine prin transmisie; *c* — de reflexie; *d* — rezultanta undelor difractate de rețeaua prin transmisie.

Pentru lungimi de undă mari sînt necesare rețele cu un număr mic de linii/mm. Dacă $N$ este mare, unghiul $i'$ crește și numărul maximelor principale scade.

Rezoluția rețelei este $R = \lambda/\Delta\lambda = kN$. (1.17)

Pentru mărirea rezoluției trebuie mărit ordinul spectrului.

Dispersia unghiulară a rețelei plane este

$$D_\alpha = \frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{k}{s\cos\alpha} = \frac{\sin\alpha - \sin\alpha_0}{\lambda\cos\alpha}. \quad (1.18)$$

La incidență normală $\alpha_0 = 0$ și $D_\alpha = \text{tg}\,\alpha/\lambda$. (1.19)

Pentru rețeaua plană care funcționează prin reflexie (fig. 1.18, *c*), diferența de drum optic dintre razele difractate în punctele $M$ și $M'$ este

$$\Delta = s(\sin i' + \sin i) = k\lambda. \quad (1.20)$$

Rezultă $\sin \alpha_0 = -\sin \alpha$ sau $i' = -i$ și

$$D_\alpha = 2\,\text{tg}\,\alpha/\lambda = 2\,\text{tg}\,i'/\lambda. \quad (1.20')$$

Din formula (1.14) rezultă că spectrele de difracție se suprapun pentru diferite ordine și lungimi de undă. Astfel, spectrul de ordinul $k = 1$ cu lungimea de undă $\lambda$ se suprapune cu $k = 2$ și $\lambda/2$, $k = 3$ și $\lambda/3$ etc.

Spectrele vecine care nu se suprapun sînt difractate sub același unghi $\alpha$ și situate la distanța

$$k\lambda = (k + 1)(\lambda - \Delta\lambda), \quad (1.21)$$

și

$$\Delta\lambda = \lambda/(k + 1). \quad (1.22)$$

*Formarea spectrelor de difracție Fraunhofer la rețele.* Dacă fasciculul incident pe rețea este policromatic, în planul focal imagine al sistemului $S$ din fig. 1.18, *a* ia naștere o serie de imagini ale fantei, corespunzătoare diferitelor unghiuri de difracție $\sin i' - \sin i = +kN\lambda$ (fig. 1.18, *b*).

Pentru $k = 0$, acestea se suprapun ($i' = i$) și se formează o imagine centrală albă în $F'_0$; de-o parte și de alta a acesteia se juxtapun imaginile de difracție ale fantelor formate de diferite radiații pentru $k = 1$, $k = 2$ etc. Un astfel de spectru este un spectru pur.

La incidență normală ($i = 0$) spectrele sînt simetrice față de imaginea centrală. Pentru unghiuri de difracție $i'$ mici, distanța dintre imaginile de ordinul $k$ al razei $\lambda$ de la imaginea centrală este $d = f'i' = kNf'\lambda$.

În fiecare spectru violetul este mai puțin deviat decît roșul. Pentru radiațiile $\lambda$ și $\lambda'$ există raportul $\lambda'/\lambda = d'/d$ și deci spectrul este normal.

Spectrul este cu atît mai larg cu cît $N$ este mai mare. De exemplu, pentru $N = 500$ linii/mm, $i = 0$ și $k = 2$, unghiul $i' = 23{,}5° \ldots 48{,}5°$, pentru $\lambda = 0{,}4 \ldots 0{,}75$ µm. Așadar, spectrul vizibil ocupă un spațiu unghiular de 25°, în timp ce dispersia unghiulară a unei prisme cu $A = 60°$ este numai de 6°. Pe de altă parte, prisma formează un spectru mai larg în violet și mai îngust în roșu, pe cînd spectrul dat de rețea este mai uniform.

Între vibrațiile difractate de două fante succesive există o diferență de fază $\delta = 2\pi\Delta/\lambda = 2\pi s(\sin i' - \sin i)/\lambda = \mu s$.

Dacă se admite că amplitudinea unei vibrații difractate de o fantă este $A = 1$, atunci, conform principiului lui Fresnel, acțiunea tuturor fantelor se obține prin însumarea vectorială a amplitudinilor undelor difractate de fiecare fantă și defazate cu $\delta$ (fig. 1.18, *c*). Rezultatul este o linie poligonală (regulată) înscrisă în cercul cu centrul în $C$ și raza $\rho = \overline{CP_1} = \overline{H_1P_1}/\sin\frac{\delta}{2} = 1/2\sin(\delta/2)$. Unghiul complet $OCP_N$ este $N\delta$ și normala $\overline{CH}$ a vectorului $\overline{OP_N}$, care reprezintă rezultanta vibrațiilor, este $N\delta/2$. Amplitudinea $A$ a aceste vibrații este $A = \overline{OP_N} = 2\overline{OH} = 2\rho \sin\frac{N\delta}{2} = \sin\frac{N\delta}{2} \Big/ \sin\frac{\delta}{2}$.

Notînd: $\rho = \mu s$, cu $\mu = \frac{2\pi}{\lambda}(\sin i' - \sin i)$, $A_0 = N$ și $I_0 = N^2$ se obține intensitatea vibrației difractate:

$$A = A_0 \sin(N\mu s/2)/N \sin(\mu s/2); \quad I = I_0 \sin^2(N\mu s/2)/N^2 \sin^2(\mu s/2).$$

Se mai poate calcula algebric:

$$S = \cos\omega t + \cos(\omega t - \delta) + \ldots + \cos[\omega t - (N-1)\delta],$$

sau

$$S = e^{i\omega t}(1 + e^{-i\delta} + \ldots + e^{-(N-1)i\delta}],$$

care este

$$S = e^{i\omega t}\left(\frac{1 - e^{-Ni\delta}}{1 - e^{-i\delta}}\right).$$

Intensitatea vibrației este

$$I = \frac{(1 - e^{-Ni\delta})^2}{(1 - e^{-i\delta})^2} = \frac{1 - \cos N\delta)^2 + \sin^2 N\delta}{(1 - \cos\delta)^2 + \sin^2\delta} = \frac{2 - 2\cos N\delta}{2 - 2\cos\delta}$$

$$I = \sin^2(N\delta/2)/\sin^2(\delta/2).$$

Unei variații $\Delta\lambda$ îi corespunde o variație a unghiului de difracție $\Delta i'$ și din formula (1.14) se obține $\cos i' \Delta i' = kN\Delta\lambda$. În planul focal al obiectivului lunetei aparatului spectral, două radiații $\lambda$ și $\lambda + \Delta\lambda$ sînt situate la distanța $\Delta d = f'\Delta i' = kf'N\Delta\lambda/\cos i'$.

Cînd $i'$ este mic, $\cos i = 1$ și difracția este normală. Așadar, pentru radiația mijlocie se poate scrie: $\sin i = Nk\lambda$ și lărgimea fasciculului difractat este $l \cos i'$; deschiderea relativă este $l \cos i'/f'$. Pentru $f' = 2$ $m$ și $N = 500$ linii/mm, la $\cos i' = 1$, distanța $\Delta d = 0{,}5$ mm pentru o variație $\Delta\lambda = 10^{-7}$ mm (=1 Angström).

Două radiații de lungime de undă $\lambda$ și $\lambda + \Delta\lambda$ mai pot fi observate distinct atunci cînd maximul principal al uneia coincide cu primul minim al celeilalte. Pentru un număr de difracție $k$ diferența de drum optic este

$$\Delta = nk\lambda + nk\Delta\lambda = nk\lambda + \lambda,$$

unde

$$\lambda/\Delta\lambda = nk.$$

Exemplu: $n = 5\,000$ fante; $N = 500$ linii/mm; $l = 10$ cm și $k = 2$ se obține $\lambda/\Delta\lambda = 100\,000$ și $\Delta\lambda = 1/20$ dintr-un Angström.

Pentru unghiuri de incidență și de difracție date, rezoluția depinde numai de lungimea rețelei:

$$\lambda/\Delta\lambda = l(\sin i' - \sin i)/\lambda.$$

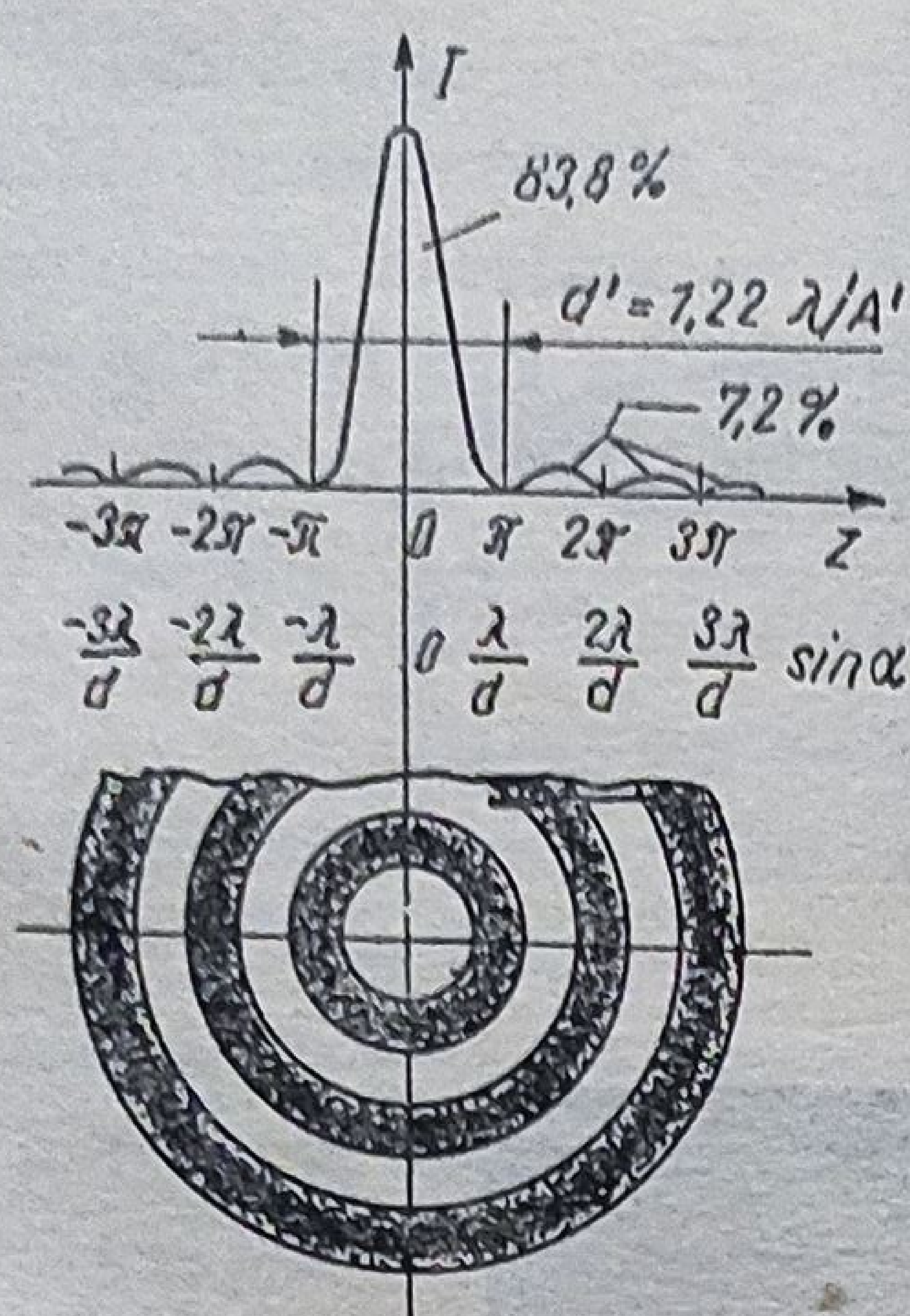
Rezoluții mari se obțin prin autocolimație cu sistemul Littrow (v. § 6.11).

*Difracția Fraunhofer la deschideri circulare.* Fenomenul de difracție la deschideri circulare este schematizat în fig. 1.19. Se observă că imaginea unui punct este o figură de difracție care are axa optică ca axă de simetrie. Zona centrală conține 83,8% din energia luminoasă.

Minimele apar pentru unghiurile de difracție

$$\sin\alpha_{d1} = 1{,}22\,\lambda/d; \quad \sin\alpha_{d2} = 2{,}23\,\lambda/d; \quad \sin\alpha_{d3} = 3{,}24\,\lambda/d; \ \ldots, \tag{1.23}$$

în care $d$ este diametrul diafragmei de deschidere (de apertură).



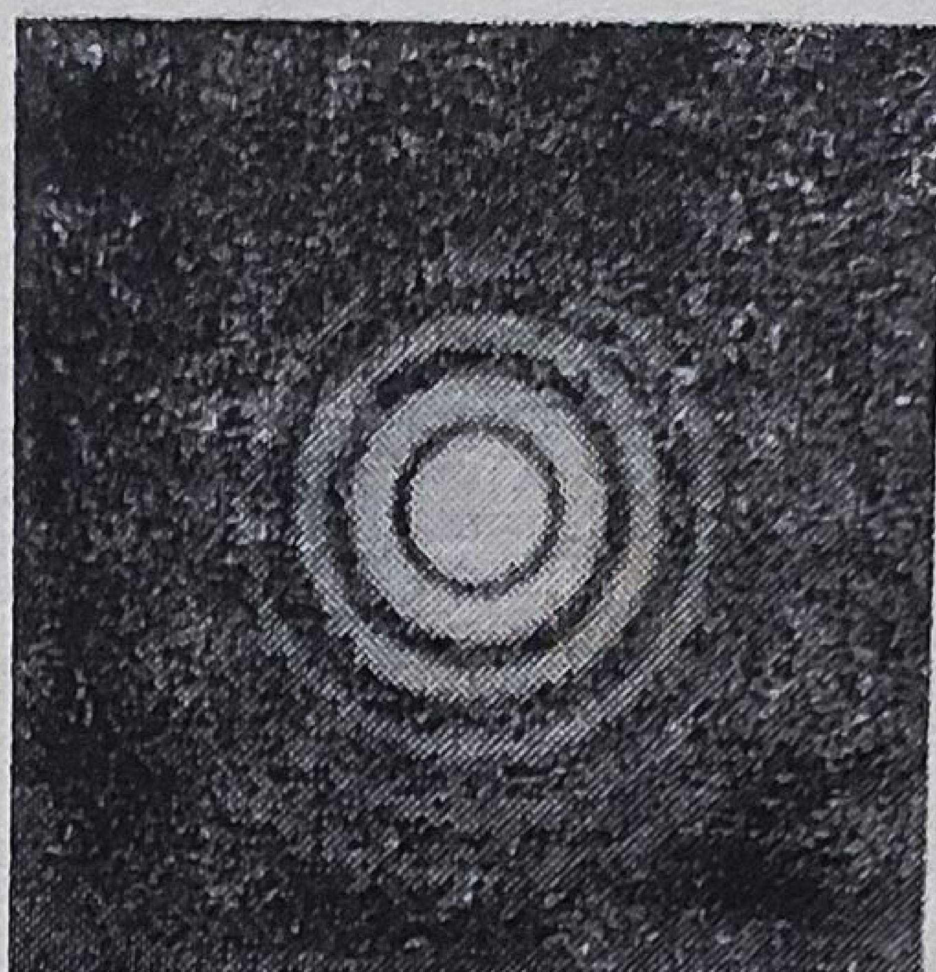



Fig. 1.19. Difracția la o fantă circulară. Discul lui Airy.

Maximele secundare apar la unghiurile de difracție

$$\sin\alpha_{d1} = 1{,}63\ \lambda/d;\ \sin\alpha_{d2} = 2{,}67\lambda/d;\ \sin\alpha_{d3} = 3{,}69\ \lambda/d\ ... \qquad (1.24)$$

Două puncte luminoase (fig. 1.20) mai pot fi percepute distinct, adică mai pot fi rezolvate, atunci cînd distanța dintre ele este $\rho = 0{,}61\ \lambda/A = 0{,}61\ \lambda/n_0 \sin\sigma_0$ sau cînd rezoluția

$$R = 1/\rho = A/0{,}61\ \lambda = n_0 \sin\sigma_0/0{,}61\ \lambda. \qquad (1.25)$$

Aceasta înseamnă că petele centrale de difracție (discurile lui AIRY), care reprezintă imaginile celor două puncte, au centrele situate la distanța $\rho' = 1{,}22 s'\lambda/d$.

Dacă diametrul diafragmei este $d = 1$ cm și $\lambda = 0{,}5$ μm, unghiul de difracție $\alpha_{d1} = 12''$. În planul focal imagine al unui obiectiv (de lunetă), raza primului inel întunecat este $\rho' = 0{,}06$ mm.

Cînd $\lambda = 0{,}55 \cdot 10^{-4}$ cm și $d = P_i$, rezultă $\alpha_{d1} = 1{,}22 \cdot 0{,}55 \cdot 10^{-4}/P_{iob} = 13{,}4''/P_i$. Acuitatea vizuală a ochiului normal fiind de 1', pentru o lunetă trebuie să existe relația $\alpha\Gamma_L > 1'$, altfel cele două puncte nu pot fi percepute separat. În acest caz

$$\frac{f'_{ob}}{f'_{oc}} \cdot \frac{13{,}4''}{P_{iob}} > 60'' \quad \text{și} \quad f'_{oc} < \frac{1}{4{,}5} \cdot \frac{f'_{ob}}{P_i} = \frac{N}{4{,}5}. \qquad (1.26)$$

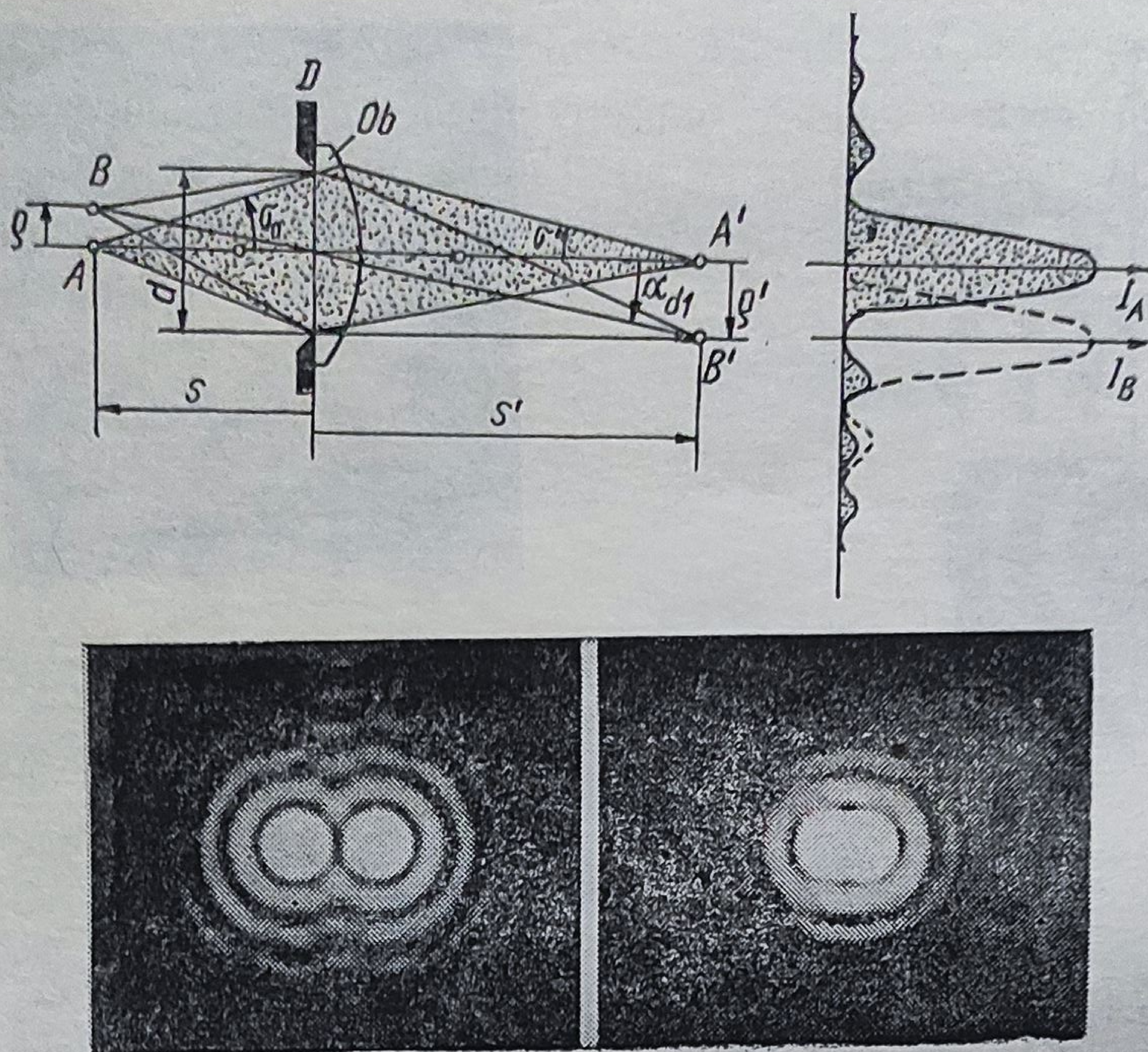



Fig. 1.20. Rezolvarea a două puncte $A$ și $B$ după criteriul lui Reyleigh:
$a$ — schema pentru calculul rezoluției; $b$—distribuțiile intensităților în punctele $A$ și $B$; $c$ — imaginile punctelor $A$ și $B$ la limita de separare.

## 1.4. Reprezentarea optică ideală

### 1.4.1. Relațiile de corespondență punctuală (homografică)

Reprezentarea optică ideală constituie un proces în care imaginea unui obiect este formată de un sistem optic fără nici un fel de eroare, adică imaginea este lipsită de aberații.

Un sistem optic capabil de o reprezentare ideală trebuie să satisfacă mai multe condiții. Cea mai importantă dintre acestea este *condiția de stigmatism* conform căreia între punctele conjugate obiect $P(z, y, x)$ și imagine $P'(z', y', x')$ există următoarele relații de corespondență:

$$P'(z', y', x'), \qquad\qquad P(x, y, z)$$

$$z' = \frac{a_1 z + b_1 y + c_1 x + d_1}{az + by + cx + d}; \qquad z = \frac{A_1 z' + B_1 y' + C_1 x' + D_1}{Az' + By' + Cx' + D};$$

$$y' = \frac{a_2 z + b_2 y + c_2 x + d_2}{az + by + cx + d}; \qquad y = \frac{A_2 z' + B_2 y' + C_2 x' + D_2}{Az' + By' + Cx' + D};$$

$$x' = \frac{a_3 z + b_3 y + c_3 x + d_3}{az + by + cz + d}; \qquad x = \frac{A_3 z' + B_3 y' + C_3 x' + D_3}{Az' + By' + Cx' + D}. \quad (1.27)$$

Ecuațiile $az + by + cx + d = 0$ și $Az' + By' + Cx' + D = 0$ reprezintă planele focale imagine și respectiv obiect ale sistemului optic. Planele conjugate acestora se află la infinit. Intersecțiile planelor focale obiect și imagine cu axa optică constituie focarele obiect $\bar{F}$ și respectiv imagine $F'$.

Ecuațiile de corespondență pot fi simplificate punîndu-se diferite condiții: v. tabelul 1.3.

*Tabelul 1.3.* **Transformarea ecuațiilor de corespondență homografică**

| Condiția | Relațiile de corespondență |
|---|---|
| 1) *Sistem de revoluție*<br>$x = y = 0 \rightarrow x' = y' = 0$ | $a_2 = a_3 = 0;\quad d_2 = d_3 = 0$<br>$z' = \dfrac{a_1 z + b_1 y + c_1 x + d_1}{az + by + cx + d};\quad y' = \dfrac{b_2 y + c_2 x}{az + by + cx + d};$<br>$x' = \dfrac{b_3 y + c_3 x}{az + by + cx + d}$ |
| 2) *Planitate*<br>$z = k \rightarrow z' = k'$ | $b_1 = c_1 = 0;\quad b = c = 0;$<br>$z' = \dfrac{a_1 z + d_1}{az + d};\quad y' = \dfrac{b_2 y + c_2 x}{az + d};\quad x' = \dfrac{b_3 y + c_3 x}{az + d}$ |
| 3) *Ortoscopie*<br>$y'/x' = y/x$ | $c_2 = b_3 = 0;\quad b_2 = c_3 = k;$<br>$z' = \dfrac{a_1 z + d_1}{az + d};\quad y' = \dfrac{ky}{az + d};\quad x' = \dfrac{kx}{az + d}$ |
| 4) Originile sistemelor de coordonate în puncte conjugate<br>$z = 0 \rightarrow z' = 0$ | $d_1 = 0$<br>$z' = \dfrac{a_1 z}{az + d};\quad y' = \dfrac{ky}{az + d};\quad x' = \dfrac{kx}{az + d}$ |
| 5) Originile sistemelor de coordonate în punctele principale<br>$y'/y = 1;\ x'/x = 1$ | $z = 0;\quad d = k;$<br>$z' = \dfrac{a_1 z}{az + d};\quad y' = \dfrac{dy}{az + d};\quad z' = \dfrac{dx}{az + d}$ |
| 6) Originile sistemelor de coordonate în focare<br>$z = 0 \rightarrow z' = \rightarrow \infty$<br>$z = -\infty \rightarrow z' = 0$ | $a_1 = 0;\quad d = 0;$<br>$z' = d_1/az;\quad y' = ky/az;\quad x' = kx/az$ |
| 7) Transformarea (ec. 4)<br>$a_1/a = -f'$<br>$d/a = +\bar{f}$ | $\bar{f} = -z;$<br>$zz' + z'\bar{f} + f'z = 0.$<br>Divizînd prin $zz'$ rezultă: $\dfrac{f'}{z'} + \dfrac{\bar{f}}{z} + 1 = 0$ |

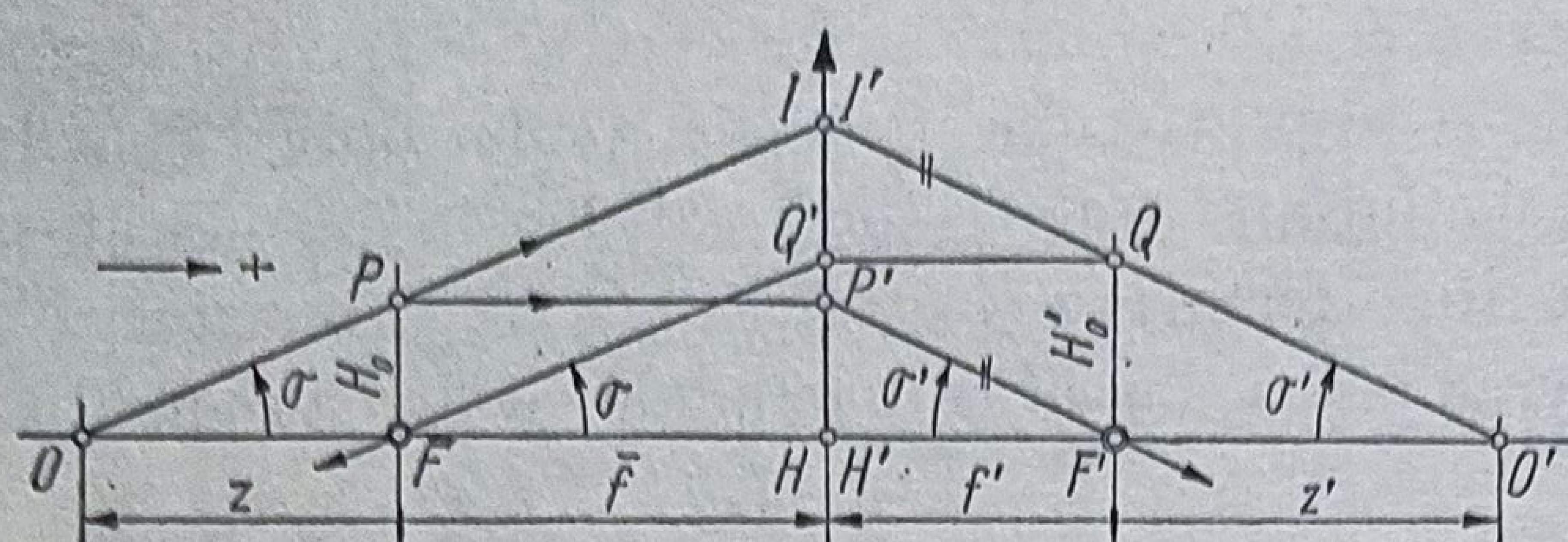



Fig. 1.21. Orientarea razelor conjugate.

### 1.4.2. Orientarea razelor conjugate

Unghiurile $\sigma$ și $\sigma'$ pe care le formează razele conjugate $\overline{OI}$ și $I'O'$ cu axa optică (fig. 1.21) sînt date de relațiile:

$$\operatorname{tg}\sigma = H_0'/\bar{f} = H_0/z, \quad \operatorname{tg}\sigma' = H_0/f' = H_0'/z', \tag{1.28}$$

în care
$$\bar{f} = H_0/\operatorname{tg}\sigma \quad \text{și} \quad f' = H_0/\operatorname{tg}\sigma' \tag{1.29}$$

reprezintă distanțele focale paraxiale, iar egalitatea

$$zz' = \bar{f}f' \tag{1.30}$$

reprezintă ecuația (lui Newton) de conjugare în coordonate focale.

### 1.4.3. Măriri optice

Fie $dx$, $dy$, $dz$ și $dx'$, $dy'$, $dz'$ proiecțiile pe axele unui triedru, cu axa $Oz$ ca axă optică, a elementelor liniare conjugate $ds$ și $ds'$. Cu aceste componente pot fi definite următoarele rapoarte adimensionale care constituie caracteristici deosebit de importante ale sistemelor optice:

— mărirea axială $\alpha = \mathrm{d}z'/\mathrm{d}z = -\bar{f}f'/z^2 = -z'^2/\bar{f}f'$; (1.31, a)

— mărirea transversală $\beta' = \mathrm{d}y'/\mathrm{d}y = y'/y = \bar{f}/z = z'/f'$; (1.31, b)

— mărirea unghiulară $\gamma = \operatorname{tg}\sigma'/\operatorname{tg}\sigma = -z/f' = -\bar{f}/z'$. (1.31, c)

Între măriri există relațiile:

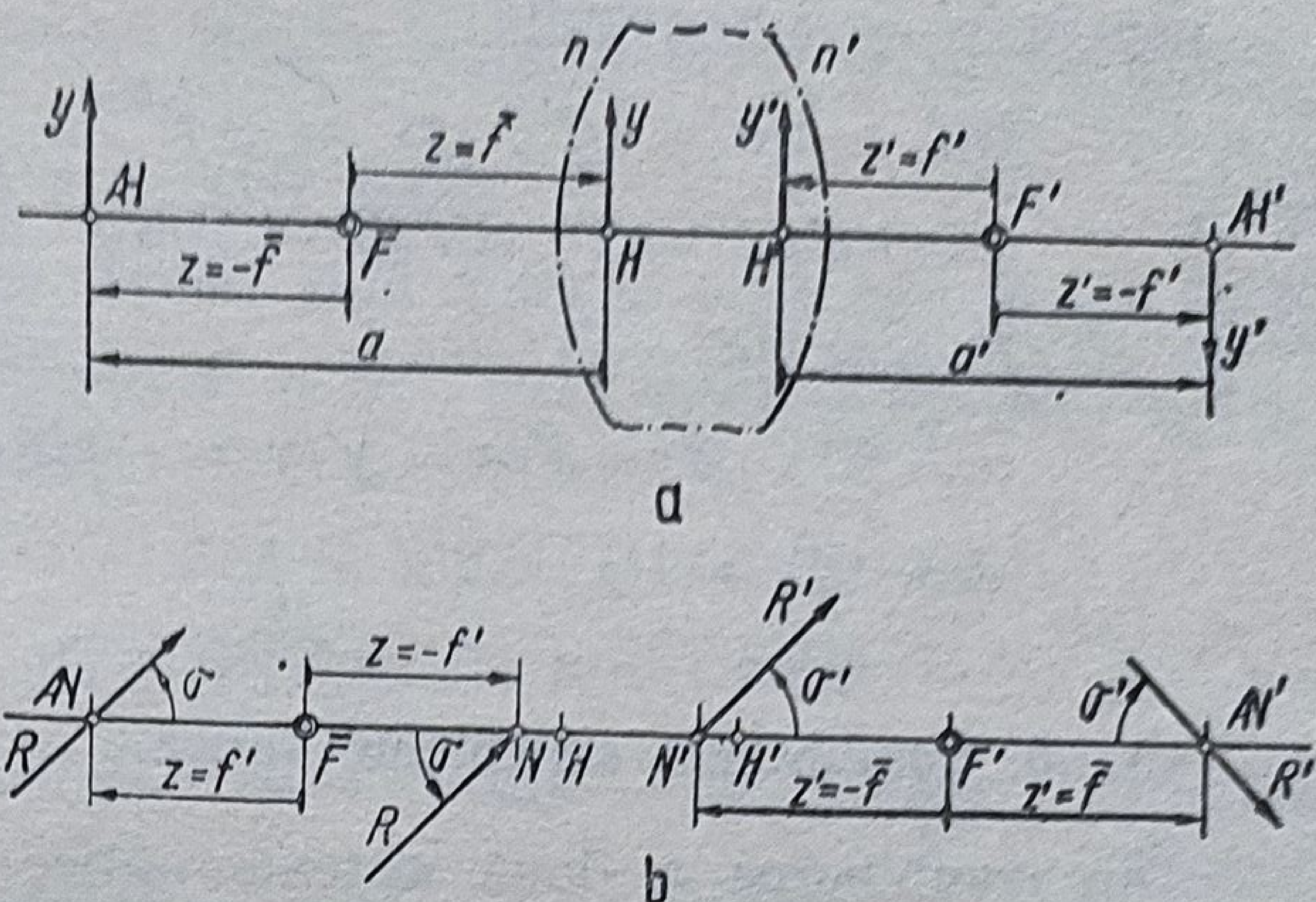
$$\beta'\gamma = -\bar{f}/f' = y'\operatorname{tg}\sigma'/y\operatorname{tg}\sigma;$$
$$\alpha/\beta'^2 = -f'/\bar{f} = +n'/n;$$
$$\alpha\gamma/\beta' = 1; \quad n' = n \rightarrow \alpha = \beta'^2. \tag{1.32}$$

$n'y'\operatorname{tg}\sigma' = ny\operatorname{tg}\sigma = const.$ invariantul Lagrange-Helmholtz. (1.33)

### 1.4.4. Plane și puncte cardinale

Planele în care măririle optice $\alpha$, $\beta'$, și $\gamma$ iau valoarea $\pm 1$ se numesc plane cardinale. Intersecția acestor plane cu axa optică $Oz$ dau următoarele puncte cardinale (fig. 1.22).

Fig. 1.22. Puncte și plane cardinale:
*a* – punctele și planele principale și antiprincipale; *b* – punctele și planele nodale și antinodale.




a. $\beta' = +1$. Se obțin punctele principale obiect $H$ și imagine $H'$ ale căror abscise măsurate de la focarele $\bar{F}$ și $F'$ sînt: $z = \bar{f}$ și $z' = f'$ (fig. 1.22, a).

b. $\beta' = -1$. Se obțin punctele antiprincipale obiect AH și imagine AH' situate la distanțele $z = -\bar{f}$ și $z' = -f'$. Pentru un sistem infinit subțire planele principale sînt suprapuse, iar planele antiprincipale sînt situate la distanța $\overline{\text{AH AH'}} = 4f'$ și imaginea $y' = -y$. Așadar, pentru acest caz, sistemul poate funcționa ca redresor de imagine cu $\beta' = -1$ (sau pentru scara 1 : 1).

c. $\gamma = +1$. În acest caz se obțin punctele nodale obiect $N$ și imagine $N'$ pentru care $\operatorname{tg} \sigma' = \operatorname{tg} \sigma$, $\sigma' = \sigma$, $z' = -\bar{f}$ și $z = -f'$ (fig. 1.22, b).

d. $\gamma = -1$. Rezultă punctele antinodale obiect AN și imagine AN', pentru care există relațiile $z' = \bar{f}$, $z = f'$ și $\sigma' = -\sigma$.

Pentru un sistem situat în același mediu omogen $f' = -\bar{f}$ și punctele nodale se suprapun cu punctele principale.

Între planele principale, un fascicul infinit subțire se propagă paralel cu axa optică, iar prin punctele nodale fasciculele intră și ies nedeviate, sub același unghi $\sigma' = \sigma$. Dacă se rotește sistemul optic în jurul punctului nodal imagine, cu unghiuri mici, poziția imaginii rămîne practic fixă.

### 1.4.5. Ecuația reprezentării optice ideale

Măsurînd elementele axiale de la planele principale (în coordonate principale) se poate scrie:

$$zz' = \bar{f}f'; \quad a = \bar{f}(\beta' - 1)/\beta'; \quad a' = -f'(\beta' - 1);$$
$$n'/a' = n/a + n'/f'; \tag{1.34}$$

$$\alpha = \frac{\Delta z'}{\Delta z} = \frac{n'}{n}\beta'^2; \quad \beta' = y'/y = a'/a = -\bar{f}/z = -\frac{z'}{f'};$$
$$\gamma = \operatorname{tg}\sigma'/\operatorname{tg}\sigma = \sigma'/\sigma = z/f' = \bar{f}/z'. \tag{1.35}$$

pentru $n' = +n$, rezultă:

$$
\begin{aligned}
&1/a' - 1/a = 1/f'; \quad zz' = -f'^2; \\
&a = f'a'/(f' - a') = f'(\beta' - 1)/\beta'; \quad a' = f'a/(f' + a); \\
&f' = aa'/(a - a'); \qquad (1.36) \\
&\alpha = \beta'^2; \quad \beta' = a'/a = y'/y = -\bar{f}/z = -z'/f'; \\
&\gamma = \sigma'/\sigma = 1/\beta' = z/f' = \bar{f}/z'.
\end{aligned}
$$

### 1.4.6. Combinarea sistemelor optice

Din combinarea a două sisteme optice $S_1$ și $S_2$ rezultă sistemul $S$ (fig. 1.23) pentru care sînt valabile următoarele relații evidente:

a. *Abscisele focarelor* $\bar{F}$ *și* $F'$.

$$z_{\bar{F}_1} z'_{F'_1} = \bar{f}_1 f'_1; \quad z_{\bar{F}_2} z'_{F'_2} = \bar{f}_2 f'_2; \qquad z_{\bar{F}_1} = z_{\bar{F}} = \overrightarrow{\bar{F}_1 \bar{F}} = \bar{f}_1 f'_1/\Delta;$$

$$z'_{F'_2} = z'_{F'} = \overrightarrow{F'_2 F'} = -\bar{f}_2 f'_2/\Delta. \qquad (1.37)$$

b. *Distanțele focale* $\bar{f}$ *și* $f'$.

$$\gamma_1 = \mathrm{tg}\,\sigma_2/\mathrm{tg}\,\sigma = \frac{H'}{\bar{f}_2} \cdot \frac{\bar{f}}{H'} = \frac{\bar{f}}{\bar{f}_2} = -\frac{\bar{z}_1}{z'_1} = -\frac{\bar{f}_1}{\Delta},$$

$$\gamma_2 = \frac{\mathrm{tg}\,\sigma'}{\mathrm{tg}\,\sigma'_1} = \frac{H}{f'} \cdot \frac{f'_1}{H} = \frac{f'_1}{f'} = -\frac{z_2}{f'_2} = -\frac{\Delta}{f'_2};$$

$$\bar{f} = -\frac{\bar{f}_1 \bar{f}_2}{\Delta}, \quad f' = \frac{f'_1 f'_2}{\Delta} \text{ (în coordonate focale)}; \qquad (1.38)$$

$$\bar{f} = \frac{\bar{f}_1 \bar{f}_2}{\Delta}, \quad f' = -\frac{f'_1 f'_2}{\Delta} \text{ (în coordonate principale)}; \qquad (1.39)$$

$$\Delta = e - f'_1 + \bar{f}_2 \text{ (intervalul optic)}. \qquad (1.40)$$

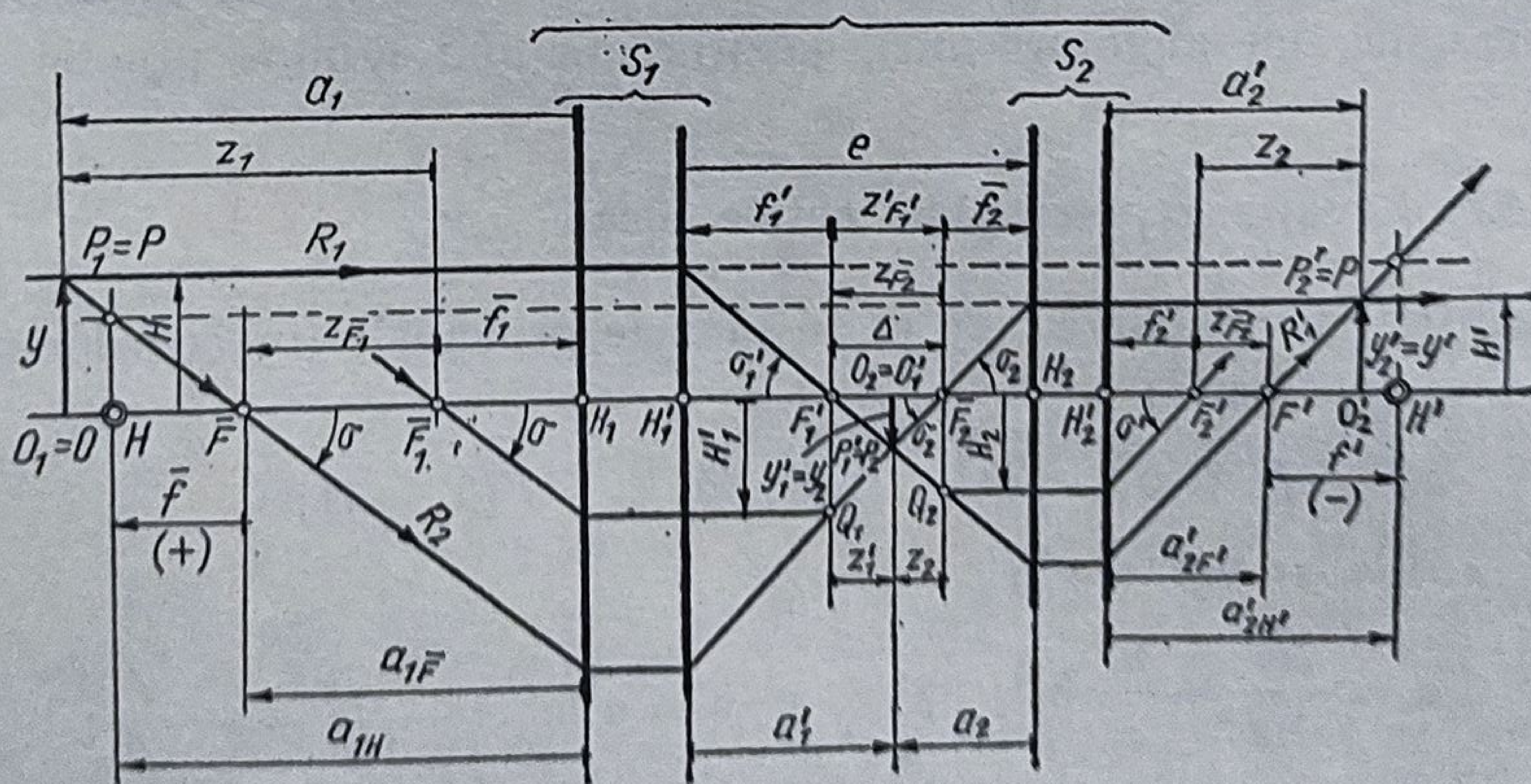



Fig. 1.23. Compunerea a două sisteme optice centrate.

Pentru sisteme situate într-un mediu omogen ($n' = n$) se poate scrie $f' = -\bar{f}$ și deci

$$\Delta = e - (f_1' + f_2'). \tag{1.41}$$

Pentru $\Delta = 0$ sistemul este afocal; cînd $\Delta \gtrless 0$ sistemul se numește focal.

c. *Puterea*. Se definește puterea $\varphi' = 1/f'$. Dacă distanța focală $f' = 1$ m, puterea $\varphi' = 1$ dioptrie (dptr);

$\varphi' = 1/f' = -\Delta/f_1'f_2' = -(e - f_1' + \bar{f}_2)/f_1'f_2'$ sau, pentru

$n' = n, \quad \varphi' = -[e - (f_1' + f_2')]/f_1'f_2'$, din care rezultă

$$\varphi' = \varphi_1' + \varphi_2' - e\varphi_1'\varphi_2' = \varphi_1' + \varphi_2'(1 - e\varphi_1') = h_1\varphi_1' + h_2\varphi_2', \tag{1.42}$$

în care $h_1 = 1$ și $h_2 = 1 - e\varphi_1' = 1 - e/f_1'$ și $e = \overrightarrow{H_1'H_2}$.

d. *Pozițiile focarelor $\bar{F}$ și $F'$ în raport cu planele principale.*

$$a_{1\bar{F}} = \overrightarrow{H_1\bar{F}} = f_1'a_1/(f_1' - a_1') = f_1'(e - f_2')/(f_1' + f_2' - e) = -f'(1 - e/f_2')$$

$$a_{2F'}' = \overrightarrow{H_2'F'} = f_2'(f_1' - e)/(f_1' + f_2' - e) = -f_1'f_2'(1 - e/f_1')/\Delta = f'(1 - e/f_1') \tag{1.43}$$

e. *Pozițiile planelor principale.*

$$a_{1H} = \overrightarrow{H_1H} = f_1'e/(f_1' + f_2' - e) = -f_1'e/\Delta = f'e/f_2',$$

$$a_{2H'}' = \overrightarrow{H_2'H'} = -f_2'e/(f_1' + f_2' - e) = +f_2'e/\Delta = -f'e/f_1'. \tag{1.44}$$

În fig. 1.24 se arată modul de construcție a imaginii formate de un dublet.

f. *Distanța focală și puterea unui ansamblu alcătuit din mai multe sisteme.*

$$f' = a_1' \frac{a_2'}{a_2} \cdot \frac{a_3'}{a_3} \dots \frac{a_k'}{a_k} = \frac{H_1}{H_k} a_k', \tag{1.45}$$

$$\varphi' = \frac{h_1}{h_1} \cdot \varphi_1' + \frac{h_2}{h_1} \varphi_2' + \dots + \frac{h_k}{h_1} \varphi_k'. \tag{1.46}$$

Dacă $s = -\infty$, $h_1 = 1$ și

$$\varphi' = h_1\varphi_1' + h_2\varphi_2' + h_3\varphi_3' + \dots + h_k\varphi_k' = \sum_{j=1}^{k} h_j\varphi_j'. \tag{1.47}$$

Se observă că factorul $h_j$ joacă rol de pondere.

g. *Cazuri particulare.*

a) $e = \overrightarrow{H_1'H_2} = 0 \rightarrow \varphi' = \varphi_1' + \varphi_2'$;

$a_{1\bar{F}} = -f'$; $a_{2F'}' = +f'$; $a_{1H} = \overrightarrow{H_1'H} = 0$; $a_{2H'}' = \overrightarrow{H_2'H'} = 0$;

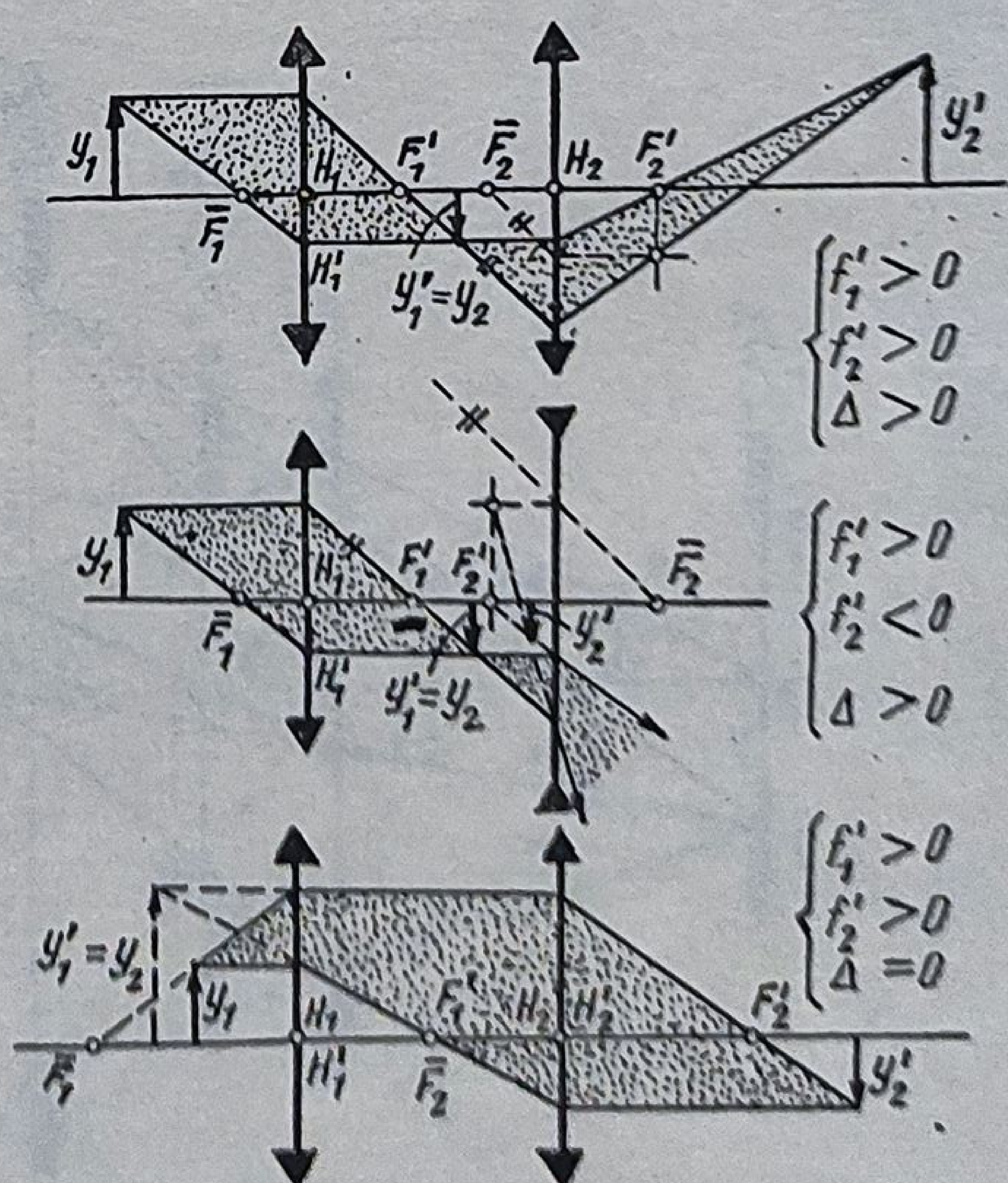



Fig. 1.24. Imaginea formată de un dublet.

$$\text{b)}\ e = \overrightarrow{H_1'H_2} = f_1' \rightarrow \varphi' = \varphi_1';\quad a_{1\overline{F}} = \overrightarrow{H_1\overline{F}} = -f_1'(1 - f_1'/f_2'); \tag{1.48}$$

$$a'_{2F'} = \overrightarrow{H_2'F'} = 0;\quad a_{1H} = f_1'^2/f_2';\quad a'_{2H'} = \overrightarrow{H_2'H'} = -e = -f_1';$$

$$\text{c)}\ e = \overrightarrow{H_2'H_2} = f_2' \rightarrow \varphi' = 1/f' = 1/f_2';\ a_{1\overline{F}} = \overrightarrow{H_1\overline{F}} = 0;$$

$$a'_{2F'} = \overrightarrow{H_2'F'} = f_2'(1 - f_2'/f_1');\quad a_{1H} = \overrightarrow{H_1H} = f_2';\quad a'_{2H'} = \overrightarrow{H_2'H'} = -f_2'^2/f_1'$$

### 1.4.7. Limitarea fasciculelor de radiații

Fie un ansamblu optic alcătuit din două sisteme optice infinit subțiri $S_1$ și $S_2$ situate la intervalul optic $\Delta = \overrightarrow{F_1'\overline{F}_2} > 0$ și două diafragme $D_1$ și $D_2$ (fig. 1.25). Diafragma $D_1$, fiind situată după sistemul $S_1$, reprezintă pupila de ieșire $P_e$ pentru acest sistem. Imaginea sa $P_i$, dată de $S_1$, constituie pupila de intrare. Se observă că diafragma $D_1$ limitează unghiul de deschidere $2\sigma$, fapt pentru care aceasta se numește diafragmă de deschidere $D_a$. Dacă $D_a$ ar fi situată în focarul imagine $F_1'$ pupila $P_i$ ar fi situată la infinit și razele obiective $R_0$ și pupilare marginale $R_{pm}$ ar fi paralele în spațiul obiect, adică s-ar propaga telecentric. Se observă că pupila de intrare $P_i$, se vede sub unghiul cel mai mic $2\sigma_0$ din centrul cîmpului obiect 0 și că sistemul $S_2$ formează o imagine reală a pupilei de ieșire $P_e$ ca imagine dată de ansamblul optic.

Imaginea reală a diafragmei $D_2$ se formează în planul obiect și limitează cîmpul, fapt pentru care $D_2$ se numește diafragmă de cîmp, iar imaginea sa reprezintă lucarna de intrare $L_i$. Față de sistemul $S_2$, diafragma $D_2$ este pupilă de intrare, pentru că limitează unghiurile $2\sigma_{p2}$ și $2\sigma'_{p2} = 2\sigma'_p$ care sînt unghiuri de deschidere pentru sistemul $S_2$, dar unghiuri de cîmp pentru sistemul $S_1$ și pentru întregul aparat. Luarna de ieșire $L_e$ este situată la infinit.

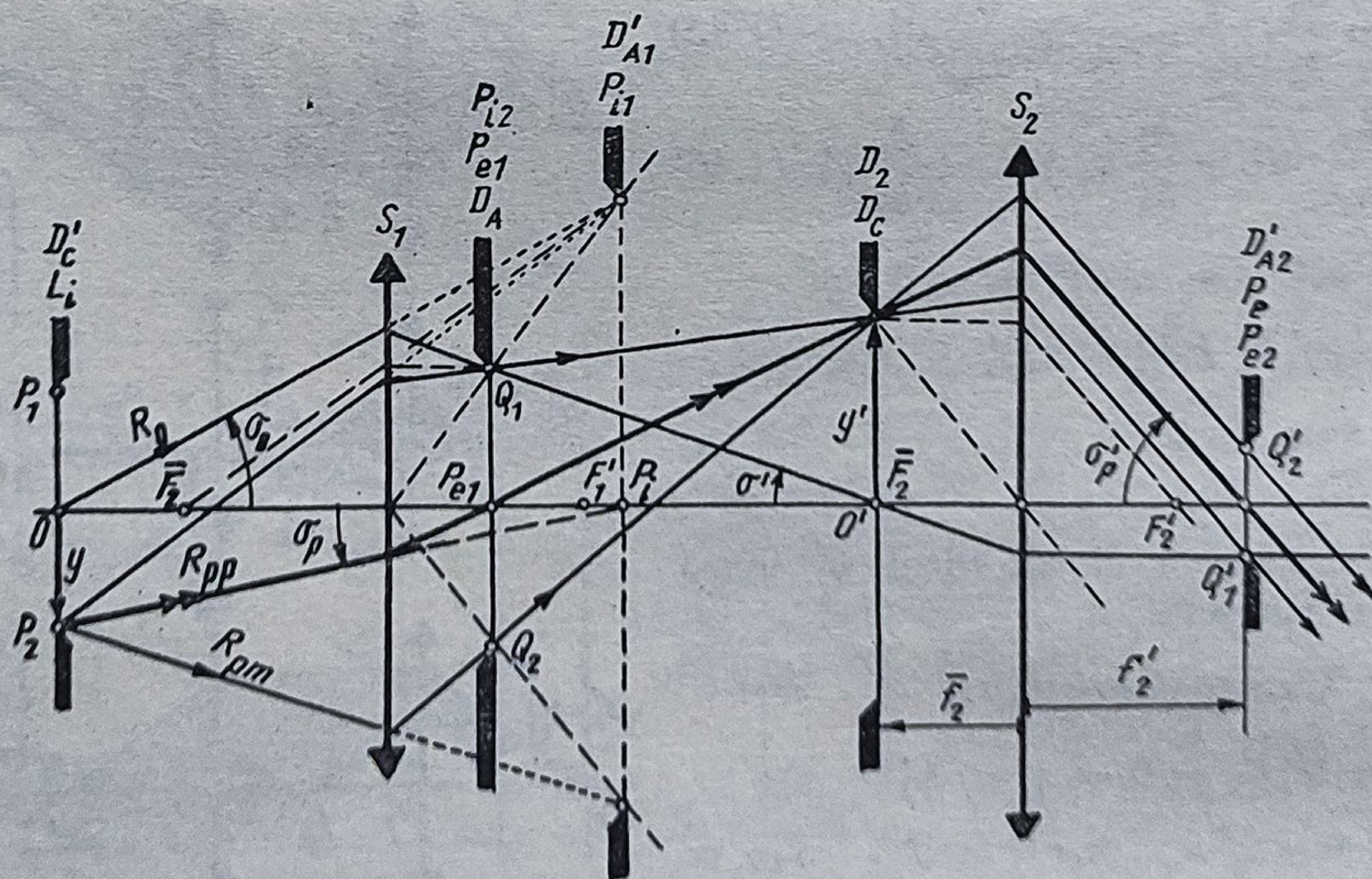



Fig. 1.25. Limitarea fasciculelor luminoase.

Produsul $n_0 \sin\sigma_0 = A$ se numește apertură, iar raportul $P_1/f'$ este deschiderea relativă a sistemului.

Se observă că montînd diafragma în focarul dintr-un spațiu se obține propagarea telecentrică a luminii în spațiul conjugat.

### 1.4.8. Invariantul dioptric

Din fig. 1.26, care reprezintă refracția produsă de un dioptru curb, pot fi deduse următoarele relații:

$\tilde{s}-r=\tilde{l}\sin\tilde{i}/\sin\tilde{\varphi}$; $s'-r=\tilde{l}'\sin\tilde{i}'/\sin\tilde{\varphi}$; $n'(\tilde{s}'-r)/\tilde{l}'-n(\tilde{s}-r)/\tilde{l}=0$ și

$$\Delta\left[\frac{n}{\tilde{l}}\tilde{s}\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{\tilde{s}}\right)\right]=0 \text{ fiind invariantul general de refracție.} \tag{1.49}$$

Dacă se elimină abscisele oblice $\tilde{l}$ și $\tilde{l}'$ rezultă:

$$s_H = H^2/2r;\quad \frac{\tilde{s}^2}{\tilde{l}^2} = 1 - \frac{H^2}{2\tilde{s}}\left(\frac{1}{\tilde{s}}-\frac{1}{r}\right) \tag{1.50}$$

și se mai poate scrie expresia invariantului general dioptric

$$\Delta\left\{n\left[\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{\tilde{s}}\right)+\frac{H^2}{2\tilde{s}}\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{\tilde{s}}\right)^2+\ldots\right]\right\}=0. \tag{1.51}$$

Tot din fig. 1.26 mai rezultă:

$$(s-r)/\sin\tilde{i} = r/\sin\tilde{\sigma};\quad \sin\tilde{i} = \frac{\tilde{s}-r}{r}\sin\tilde{\sigma}; \tag{1.52}$$

$$\sin\tilde{i}' = \frac{n}{n'}\sin\tilde{i}; \tag{1.53}$$

$$\tilde{\varphi} = \tilde{\sigma} + \tilde{i} = \tilde{\sigma}' - \tilde{i}'; \tag{1.53}$$

$$\tilde{\sigma}' = \tilde{\varphi} - \tilde{i}' = \tilde{\sigma} + \tilde{i} - \tilde{i}'; \tag{1.54}$$

$$\tilde{s}' = r(1+\sin\tilde{i}'/\sin\tilde{\sigma}');$$

$$\sin\tilde{i} = (1-\rho\tilde{s})\sin\tilde{\sigma}; \tag{1.55}$$

$$\tilde{\sigma}' = \tilde{\sigma} + \tilde{i}' - \tilde{i}; \tag{1.56}$$

$$\tilde{s}' = r(1-\sin\tilde{i}'/\sin\tilde{\sigma}'). \tag{1.57}$$

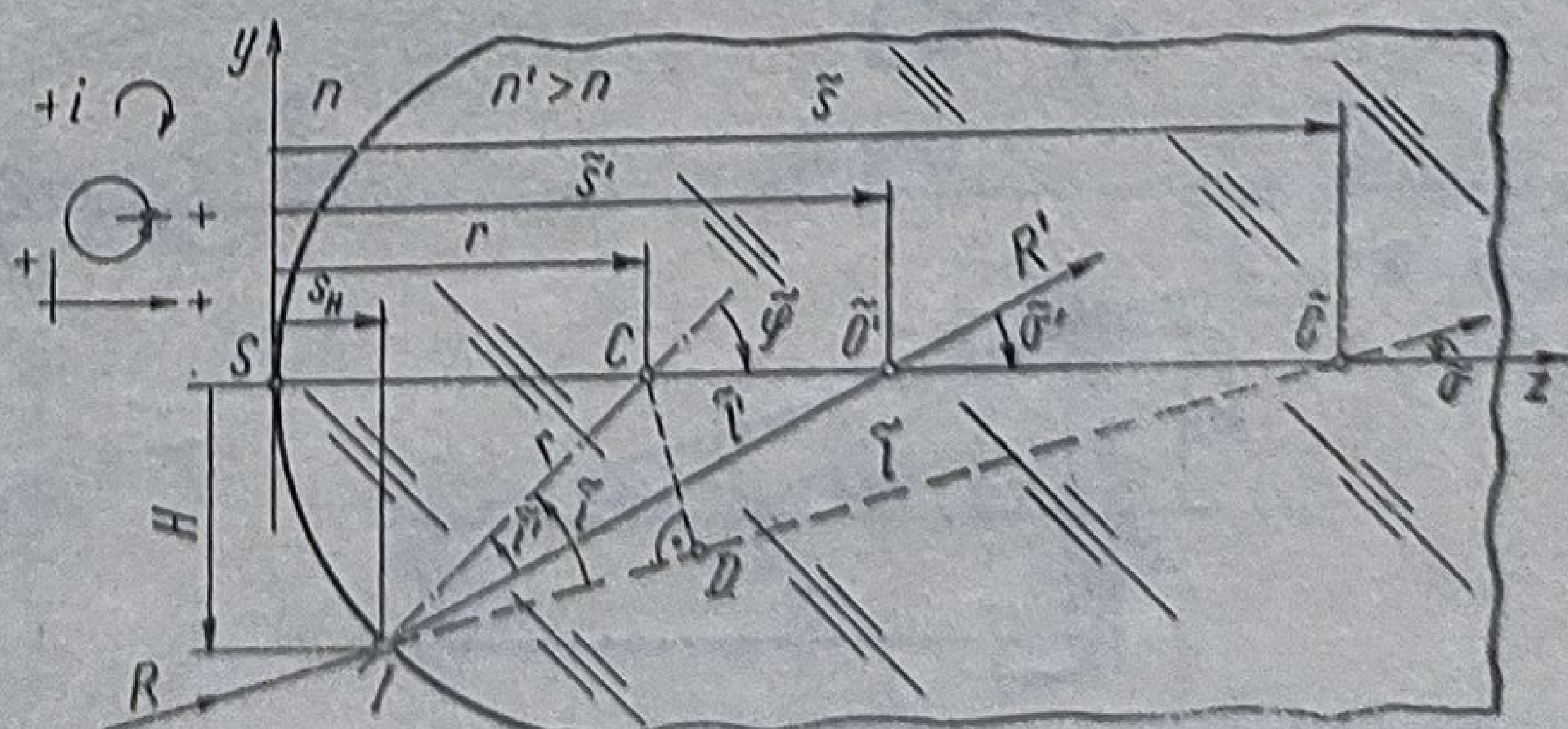



Fig. 1.26. Refracția la un dioptru curb.

Relaţiile servesc la calculul trigonometric al abscisei imagine $\tilde{s}'$ în domeniul extraparaxial.

Relaţiile pentru transformarea coordonatelor sînt date în tabelul 1.4, iar cele pentru calculul trigonometric în condiţii speciale se găsesc în tabelul 1.5.

*Tabelul 1.4.* **Relaţii pentru transformarea coordonatelor**

| Nr. crt. | Se dă | Se determină |
|---|---|---|
| 1 | $r$, $\tilde{c}$ (fig. 1) | $\tilde{s} = \tilde{c} + r$; $\tilde{s}' = \tilde{c}' + r$ |
| 2 | $r$, $\tilde{c}$, $\tilde{\sigma}$, $\tilde{i}$ (Fig. 1) | $Y_c = \overline{CD} = \tilde{c}\ \mathrm{tg}\,\tilde{\sigma} = r \sin \tilde{i}/\cos \tilde{\sigma}$; $Y_c' = \overline{CD'} = \tilde{c}'\ \mathrm{tg}\,\tilde{\sigma}' = r \sin \tilde{i}'/\cos \tilde{\sigma}'$ |
| 3 | (fig. 1) | $Y_S = \overline{ST} = \tilde{s}\ \mathrm{tg}\,\tilde{\sigma}$ |
| 4 | $\tilde{s}_B$, $i_B$, $\tilde{\sigma}$ (Fig. 2) | $\tilde{s} = \tilde{s}_B + i_B/\sin \tilde{\sigma}$ |
| 5 | $r$, $i_c$, $\tilde{\sigma}$ (Fig. 3) | $\tilde{s} = r + i_c/\sin \tilde{\sigma}$ |
| 6 | $H$, $\tilde{\sigma}$ (Fig. 4) | $\tilde{s} = s_H + H/\mathrm{tg}\,\tilde{\sigma} = H^2/2r + H/\mathrm{tg}\,\tilde{\sigma}$ |

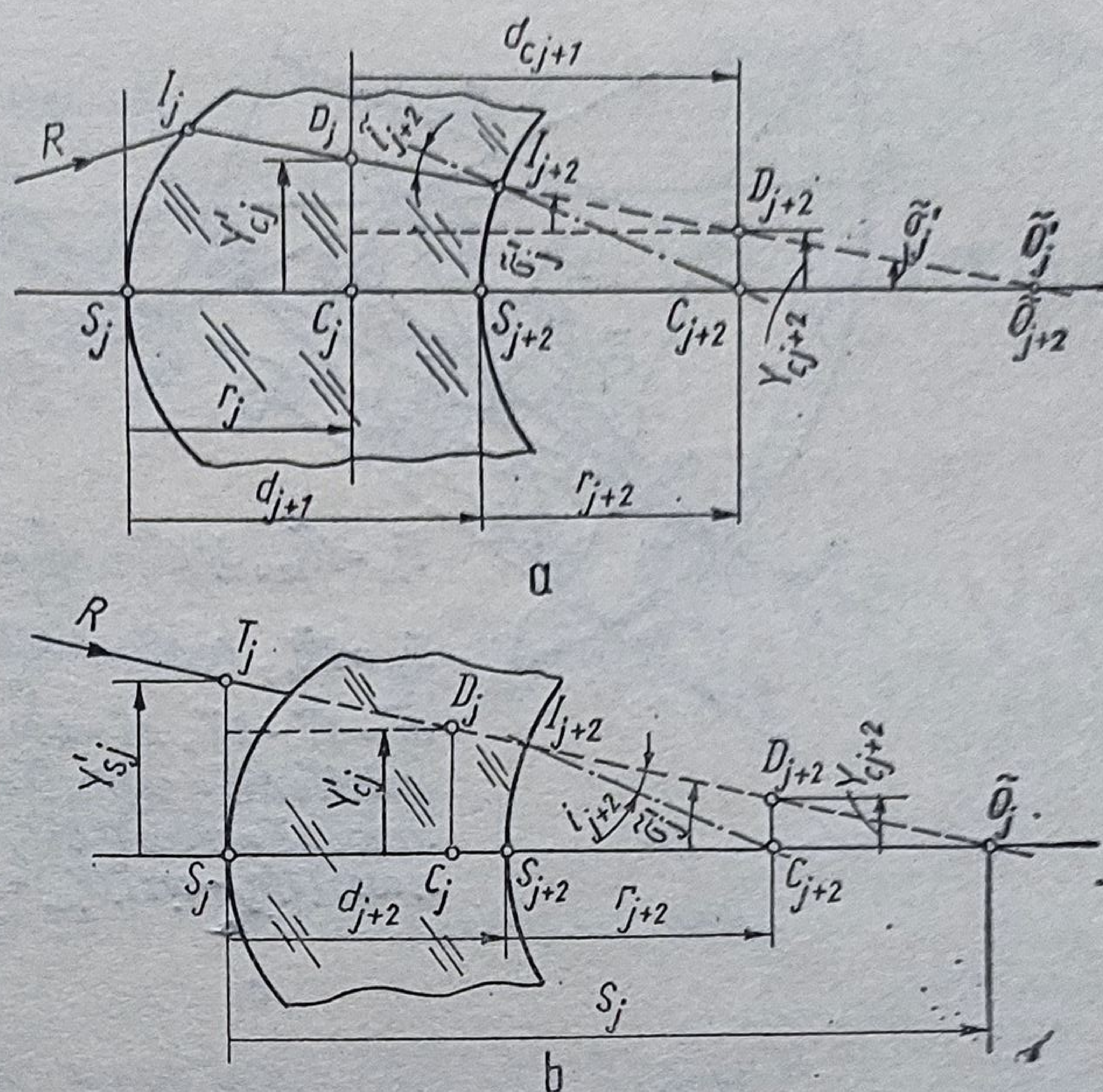
*Tabelul 1.4 (continuare)*

| Nr. crt. | Se dă | Se determină |
|---|---|---|
| 7 | $s_1, y_1, s_{B1}, \tilde{\sigma}_1, Y_{B1}$ (Fig. 5) | $\text{tg}\,\tilde{\sigma}_1 = (y_{B1} - y_1)/(s_1 - s_{B1})$; $\tilde{s}_1 = s_{B1} + s_{B1}/\text{tg}\,\tilde{\sigma}_1$; $\text{tg}\,\tilde{\sigma}_1 = (y_{s1} - y_1)/s_1$; $\tilde{s}_1 = y_{s1}/\text{tg}\,\tilde{\sigma}_1$ |
| 8 | $\overline{P_1B_1}$, $j_1 = \overline{B_1J_1} \perp P_1B_1$ (Fig. 5) | $\text{tg}\,\tilde{\sigma}_{B1} = Y_1/(s_{B1} - s_1)$; $\overline{P_1B_1} = (s_{B1} - s_1)/\cos\tilde{\sigma}_{B1}$; $\text{tg}\,\Delta\sigma_1 = j_1 \cos\tilde{\sigma}_{B1}/(s_1 - s_{B1})$; $\tilde{s}_1 = s_1 + y_1/\text{tg}\,\tilde{\sigma}_1$ |
| 9 | $s_1 = -\infty$; $\Delta\sigma_1 = 0$; $\tilde{\sigma}_1 = \tilde{\sigma}_{B1}$; (Fig. 5) | $\overline{OB_1} = j_1/\sin\tilde{\sigma}_{B1}$; $\tilde{s}_1 = s_{B1} - j_1/\sin\sigma_{B1}$ |
| 10 | $k$ — ultimul dioptru; $P'_k = P_{k+1}$ imagine în planul Gaussian; $\tilde{P}'_k = \tilde{P}_{k+1}$ imagine pentru spațiul extraparaxial; $s'_k = y_{k+1}$; $y'_k = y_{k+1}$; $\tilde{\sigma}'_k$ (Fig. 6) (Fig. 7) | $\Delta y'_k = \tilde{y}'_k - y'_k$; $\tilde{y}'_k = (\tilde{s}'_k - \tilde{s}_k)\,\text{tg}\,\tilde{\sigma}'_k$; $\Delta s'_k = \tilde{s}'_k - s'_k$; $\tilde{s}'_{mk} = \overline{I'_{Bk}\tilde{O}'_{mk}}$; $\tilde{s}'_{mk} - s'_{mk} = \Delta s'_{mk}$; $\Delta\sigma_k = \tilde{\sigma}_k - \tilde{\sigma}_{Bk}$; $s_{HBk} = \overline{S_kL_{Bk}} = r_k(1 - \cos\tilde{\varphi}_{Bk})$; $\tilde{l}'_k = \overline{I'_{Bk}B'_k} = (s'_{Bk} - s_{HBk})/\cos\tilde{\sigma}_{Bk}$; $\overline{O'_{mk}B'_k} = (s'_{Bk} - s'_k)\sin\tilde{\sigma}'_k/\sin\Delta\sigma_k$; $\tilde{s}'_{mk} = \tilde{l}'_k - \overline{O'_{mk}B'_k}$ |

*Tabelul 1.5.* **Relații speciale pentru calculul trigonometric**

| Nr. crt. | Cazul | Relațiile recomandate |
|---|---|---|
| 1 | $r = \infty$ | $\tilde{\varphi} = 0;\ \tilde{i} = -\tilde{\sigma};\ \tilde{i}' = -\tilde{\sigma}';\ \tilde{s}\,\mathrm{tg}\,\tilde{\sigma} = H = \tilde{s}'\,\mathrm{tg}\,\tilde{\sigma}';$<br>$\tilde{s}' = \tilde{s}\dfrac{\mathrm{tg}\,\tilde{\sigma}}{\mathrm{tg}\,\tilde{\sigma}'} = \tilde{s}\dfrac{\sin\tilde{\sigma}}{\cos\tilde{\sigma}}\cdot\dfrac{\cos\tilde{\sigma}'}{\sin\tilde{\sigma}'} = \tilde{s}\dfrac{n'}{n}\cdot\dfrac{\cos\tilde{\sigma}'}{\cos\tilde{\sigma}}$ |
| 2 | $s = -\infty$<br>(Fig. 1) | $\tilde{\sigma} = 0;\ \dfrac{H}{r} = \sin\tilde{\varphi} = \sin\tilde{i}$ |
| 3 | $r \gg s'$<br>$\lvert\tilde{s}'\rvert < \dfrac{5}{100}\lvert r\rvert$ | $\tilde{s} = r\dfrac{2\sin\dfrac{\tilde{\varphi}}{2}\cos\dfrac{\tilde{i}' - \tilde{\sigma}'}{2}}{\sin\tilde{\sigma}};\ \tilde{s}' = \tilde{s}\dfrac{\cos\dfrac{\tilde{i} - \tilde{\sigma}'}{2}\cdot\sin\tilde{\sigma}}{\cos\dfrac{\tilde{i} - \tilde{\sigma}}{2}\cdot\sin\tilde{\sigma}'}$ |
| 4 | $\tilde{\sigma}$ mic<br>$r$ mare<br>$r \gg \tilde{s}'$ | $y'_{sj} = \tilde{s}_j\,\mathrm{tg}\,\tilde{\sigma}'_j = \tilde{s}_j\cdot\dfrac{\cos\dfrac{\tilde{i}_j - \tilde{\sigma}'_j}{2}\cdot\sin\tilde{\sigma}_j}{\cos\dfrac{\tilde{i}_j - \tilde{\sigma}_j}{2}\cdot\cos\tilde{\sigma}'_j}$<br>$y_{c,\,j+2} = y'_{sj} - (d_{j+1} + r_{j+2})\,\mathrm{tg}\,\tilde{\sigma}'_j,$<br>$\sin\tilde{i}_{j+2} = \left(\dfrac{j_c}{r}\right)_{j+2}\cdot\cos\tilde{\sigma}_{j+1}$<br>$\sin\tilde{\sigma}' = \sin\tilde{\varphi}\cos\tilde{i}' - \cos\tilde{\varphi}\sin\tilde{i}'$ |
| 5 | $\tilde{i} - \tilde{i}'$ are valoare mică la suprafețe lipite | $\Delta\tilde{i} = \tilde{i} - \tilde{i}'$ se determină din<br>$\mathrm{tg}\dfrac{\tilde{i} - \tilde{i}'}{2} = \dfrac{n' - n}{n' + n}\cdot\mathrm{tg}\dfrac{\tilde{i} + \tilde{i}'}{2}$ |
| 6 | Dioptru sferic reflectant (oglinzi)<br>(Fig. 2) | $r' = -r;\ \tilde{\varphi}' = -\tilde{\varphi};\ n' = n;$<br>$\tilde{i}' = \tilde{i}$<br>$\sin\tilde{i}' = \dfrac{\tilde{s} - r}{r}\sin\tilde{\sigma};\ \tilde{\varphi} = \tilde{\sigma} + \tilde{i};$<br>$\tilde{i}' = \tilde{i};\ \tilde{\varphi}' = -\tilde{\varphi};\ \tilde{\sigma}' = \tilde{\varphi}' - \tilde{i}';$<br>$r' = -r;\ \tilde{s}' = r'\left(1 + \dfrac{\sin\tilde{i}'}{\sin\tilde{\sigma}'}\right)$ |

Fig. 1.27. Scheme pentru deducerea relațiilor de trecere de la un dioptru la altul.



### 1.4.9. Relațiile de trecere

Din fig. 1.27 rezultă relațiile de trecere de la un dioptru la altul:

$$d_{c,\,j+1} = \overline{C_j C}_{j+2} = d_{j+1} - r_j + r_{j+2}; \tag{1.58}$$

$$y_{c,\,j+2} = y'_{cj} - (d_{j+1} - r_j - r_{j+2})\,\mathrm{tg}\,\tilde{\sigma}'_j; \tag{1.59}$$

$$\sin \tilde{i}_{j+2} = \frac{y_{c,\,j+2}}{r_{j+2}} \cos \tilde{\sigma}_{j+1}; \tag{1.60}$$

$$\tilde{\sigma}_{j+1} = \tilde{\sigma}'_j; \quad y'_{sj} = y'_{cj} + r_j\,\mathrm{tg}\,\tilde{\sigma}'_j. \tag{1.61}$$

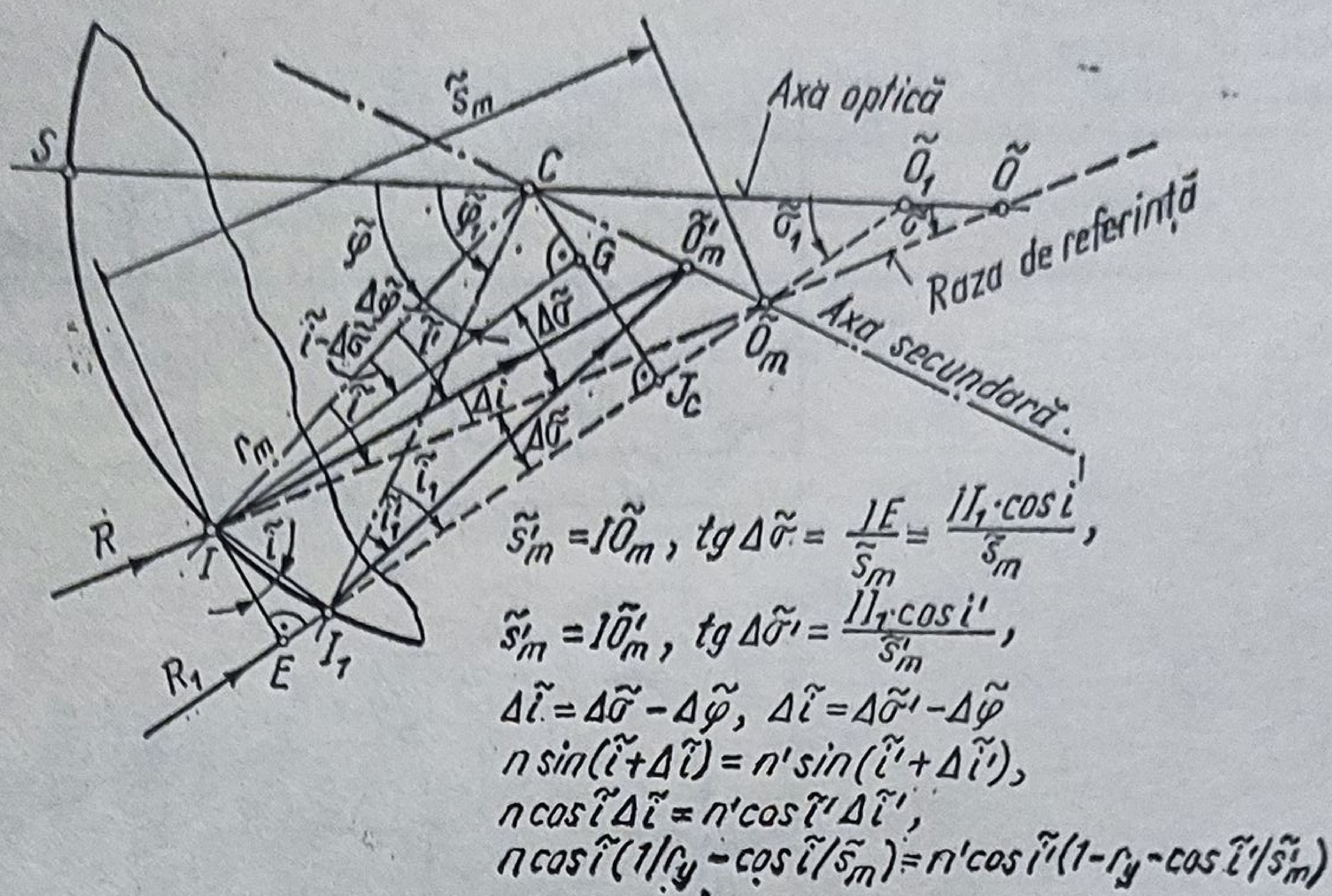
### 1.4.10. Invarianții lui Young pentru planele meridian și sagital

Cu notațiile din fig. 1.28, *a*, *b* pot fi scrise expresiile invariantului lui Young pentru planele meridian și, respectiv sagital astfel:

$$\frac{n' \cos^2 \tilde{i}'}{\tilde{s}'_m} - \frac{n \cos^2 \tilde{i}}{\tilde{s}_m} = \frac{n' \cos \tilde{i}' - n \cos \tilde{i}}{r_m}; \tag{1.62}$$

$$\frac{n'}{\tilde{s}'_s} - \frac{n}{\tilde{s}_s} = \frac{n' \cos \tilde{i}' - n \cos \tilde{i}}{r_s} = \psi. \tag{1.63}$$

În tabelul 1.6 sînt date abscisele imaginilor astigmatice pentru diferite elemente optice.



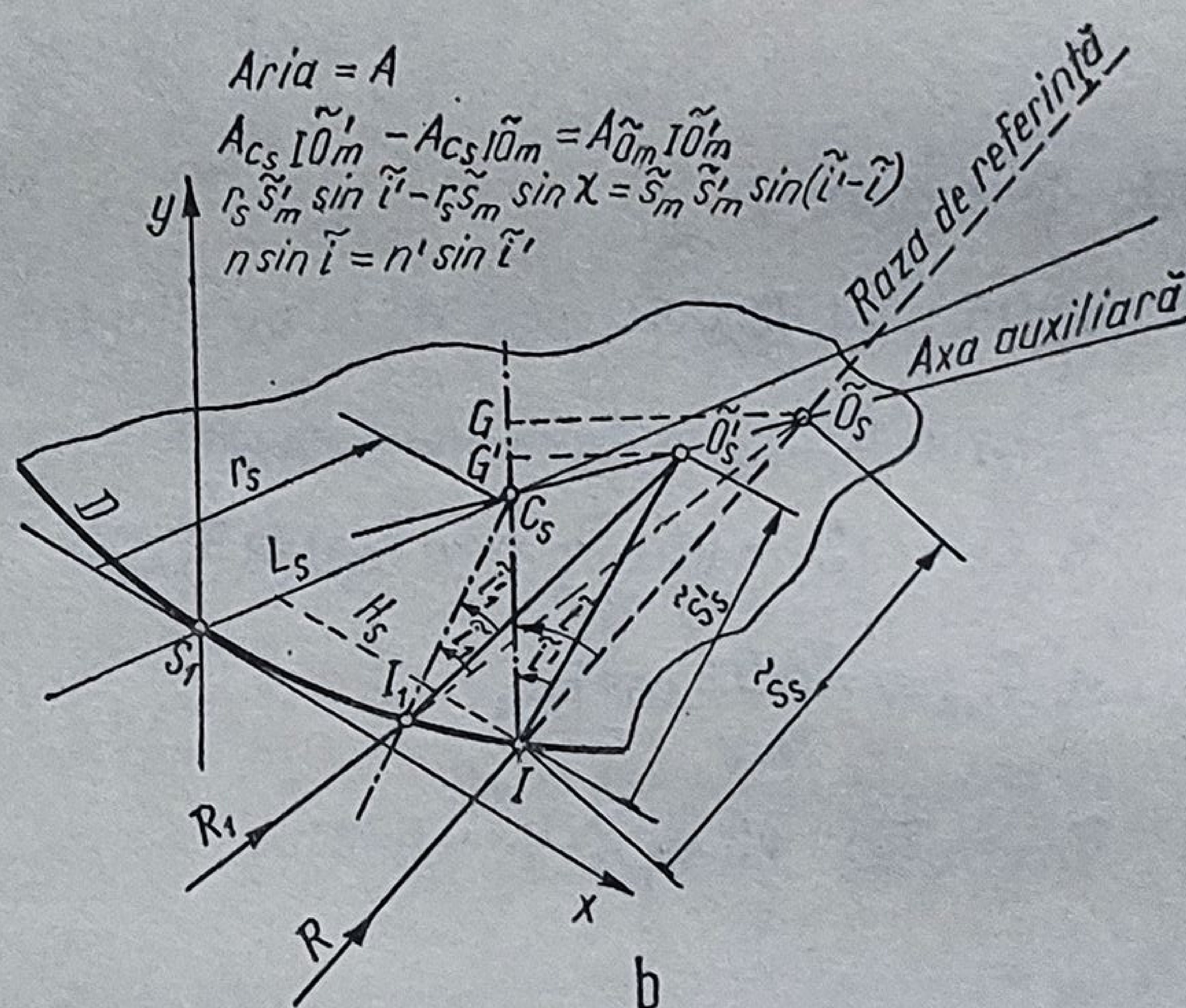




Fig. 1.28. Schema pentru deducerea invariantului lui Young:
*a* — pentru planul meridian; *b* — pentru planul sagital.

**Tabelul 1.6.** Abscisele imaginilor astigmatice pentru diferite elemente optice

| Nr. crt. | Relații de calcul |
|---|---|
| 1 | *Dioptru plan*<br>$n'/\tilde{s}'_s = n/\tilde{s}_s$; $n' \cos^2 \tilde{i}'/\tilde{s}'_m = n \cos^2 \tilde{i}/\tilde{s}_m$; $\tilde{s}_s \sin \tilde{i} = \tilde{s}'_s \sin \tilde{i}'$;<br>$\tilde{s}_m \operatorname{tg} \tilde{i}/\cos \tilde{i} = \tilde{s}'_m \operatorname{tg} \tilde{i}'/\cos \tilde{i}'$. |

| Nr. crt. | Relații de calcul |
|---|---|
| 2 | *Oglinda plană (element stigmatic)* <br> $n' = -n; \; \tilde{s}'_s = -\tilde{s}_s; \; \tilde{s}'_m = -\tilde{s}_m \cos^2 \tilde{i} / \cos \tilde{i}' = -\tilde{s}_m.$ |
| 3 | *Lama plan-paralelă* <br> (punctul obiect situat pe primul dioptru) <br> $\tilde{s}_s = \tilde{s}_m; \; \tilde{s}'_s = -d/n \cos \tilde{i}'; \; s'_m = -\dfrac{d(1-n^2\sin^2 i')}{n \cos i' \cos^2 i'};$ <br> $\widetilde{O'_sO'_m} = \dfrac{n^2-1}{n} \cdot \dfrac{d}{\cos i'} \cdot \mathrm{tg}^2\, i'; \; \Delta l = \dfrac{\sin(\tilde{i} - \tilde{i}')}{\cos \tilde{i}'} \cdot d;$ <br> ($d$ reprezintă grosimea lamei, iar $\Delta l$ — deplasarea produsă de lamă). |
| 4 | *Oglinda sferică* <br> $n' = -n; \; \tilde{i}' = -\tilde{i}; \; 1/\tilde{s}_s + 1/\tilde{s}'_s = 2 \cos \tilde{i} / r; \; f'_s = -r/2 \cos \tilde{i}$ <br> $1/\tilde{s}_m + 1/\tilde{s}'_m = 2/r \cos \tilde{i}; \; f'_m = -(r \cos \tilde{i})/2.$ |
| 5 | *Oglinda sferică astigmatică* $(\tilde{s}_s - \tilde{s}_m = 0)$ <br> $\dfrac{1}{2}(1/\tilde{s}'_m - 1/\tilde{s}'_s) = \dfrac{1}{r}\left(\dfrac{1}{\cos \tilde{i}} - \cos \tilde{i}\right);$ <br> $\dfrac{1}{2} \cdot \dfrac{\tilde{s}'_s - \tilde{s}'_m}{\tilde{s}'_s \cdot \tilde{s}'_m} = \dfrac{1}{r} \sin \tilde{i}\, \mathrm{tg}\, \tilde{i}.$ |

## 1.4.11. Distanțele focale în planele meridian și sagital (fig. 1.29)

$$f'_m = \frac{s'_{m1} s'_{m3} s'_{m5} \ldots s'_{mk}}{s_{m3} s_{m5} \ldots s_{mk}} \cdot \frac{\cos \tilde{i}_1}{\cos \tilde{i}'_1} \cdot \frac{\cos \tilde{i}_3}{\cos \tilde{i}'_3} \cdots \frac{\cos \tilde{i}_k}{\cos \tilde{i}'_k} \tag{1.64}$$

$$f'_s = \frac{s'_{s1} s'_{s3} s'_{s5} \ldots s'_{sk}}{s_{s3} s_{s5} \ldots s_{sk}}. \tag{1.65}$$

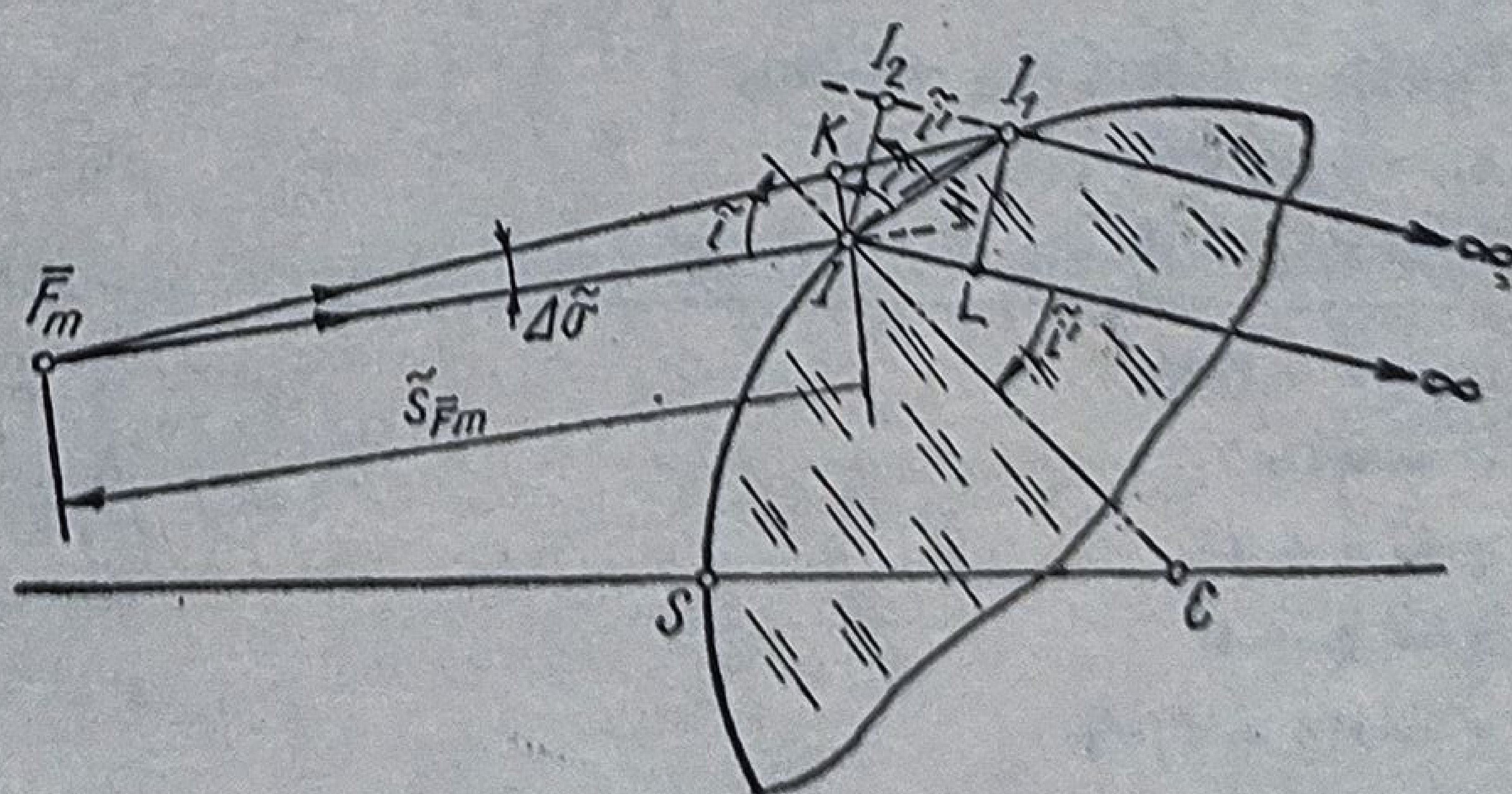



Fig. 1.29. Distanța focală meridiană.

### 1.4.12. Invariantul paraxial obiectiv

În ipoteza că $H^2 = 0$, invariantul general de refracție (1.51) devine:

$$\Delta[n(1/r - 1/s)] = 0; \quad (1.66)$$

$$n(1/r) - 1/s) = n'(1/r - 1/s') = Q_s; \quad (1.67)$$

$$n/r - n/s = n'/r - n'/s; \quad (1.68)$$

$$n'/s' - n/s = (n' - n)/r; \quad (1.69)$$

$$n'\xi' - n\xi = (n' - n)\,\rho, \quad (1.70)$$

în care: $\rho$ este curbura $\xi = 1/s$ — proximitatea; $n\rho$ — curbura redusă; $n\xi$ — proximitatea redusă; $(n' - n)\,\rho$ — puterea dioptrului; $\rho$ și $\xi$ se măsoară în dioptrii.

### 1.4.13. Invariantul paraxial obiectiv în cazuri particulare. Drumuirea paraxială obiectivă

a. $\underline{s = -\infty}$. $\xi = 1/s = 0$; $s' = s'_{F'} = f' = n'r/(n' - n)$. (1.71)

b. $\underline{s' = +\infty}$. $\xi' = 1/s' = 0$; $s = s_{\overline{F}} = \overline{f} = -nr/(n' - n)$. (1.72)

c. $\underline{r = \infty}$. $n'/n = s'/s$; $s' \sin i' = s \sin i$. (1.73)

d. $\underline{n' = -n}$. $1/s' - 1/s = 2/r$ (oglinda sferică). (1.74)

Pentru $s = -\infty$ rezultă: $s' = s'_{F'} = r/2 = f'$ (v. §. 4.1.5 |). (1.75)

Cînd $r = \infty$ (oglinda plană) se obține: $1/s' = 1/s$ sau $s' = -s$. (1.76)

e. $s_{\overline{F}}/s'_{F'} = -n/n' = \overline{f}/f'$; (1.77)

$n = n' \rightarrow s_{\overline{F}} = -s'_{F'}$ și $f' = -\overline{f}$. (1.78)

f. $s_{\overline{F}} + s'_{F'} = r = \overline{f} + f'$; (1.79)

g. Amplificînd invariantul paraxial cu $r/(n' - n)$ se obține:

$n'/s' - n/s = n/f' = -n/\overline{f}$. (1.80)

Pentru $n = n' = 1$ rezultă formula lentilei situată într-un mediu omogen:

$$1/s' - 1/s = 1/f' = -1/\overline{f}. \quad (1.81)$$

Drumuirea paraxială obiectivă se efectuează cu relațiile din tabelul 1.7, deduse din fig. 1.30.

*Tabelul 1.7.* **Relații pentru drumuirea paraxială obiectivă**

| | |
|---|---|
| $n'\xi' = n\xi + (n' - n)\,\rho$ | $H = s\sigma$ |
| $(1/n\xi)_j = (1/n'\xi')_{j-2} - (d/n)_j$ | $\sigma_j = \sigma_{j-2} = \sigma_{j-1}$ |
| $h_j = h_{j-2}(1/n\xi)_j\,(n'\xi')_{j-2}$ | $n'\sigma' = n\sigma + (n' - n)\,H\rho$ |
| $s_j = s'_{j-2} - d_{j-1}$ | $s' = \dfrac{n'}{n} \cdot \dfrac{H}{\sigma'}$ |
| $i = (s - r)\sigma/r$ | |
| $i' = n\,i/n'$ | $s_j = s'_{j-2} - d_{j-1}$ |
| $\varphi = \sigma + i$ | $H_j = H_{j-2} - d_{j+1}\sigma_{j-1}$ |
| $\sigma' = \varphi - i'$ | $s' = \dfrac{n'}{n/s + (n' - n)\,\rho}$ |
| $s' = r(1 + i'/\sigma')$ | |
| $s_j = s'_{j-2} - d_{j-1}$ | $s_j = s'_{j-2} - d_{j-1}$ |

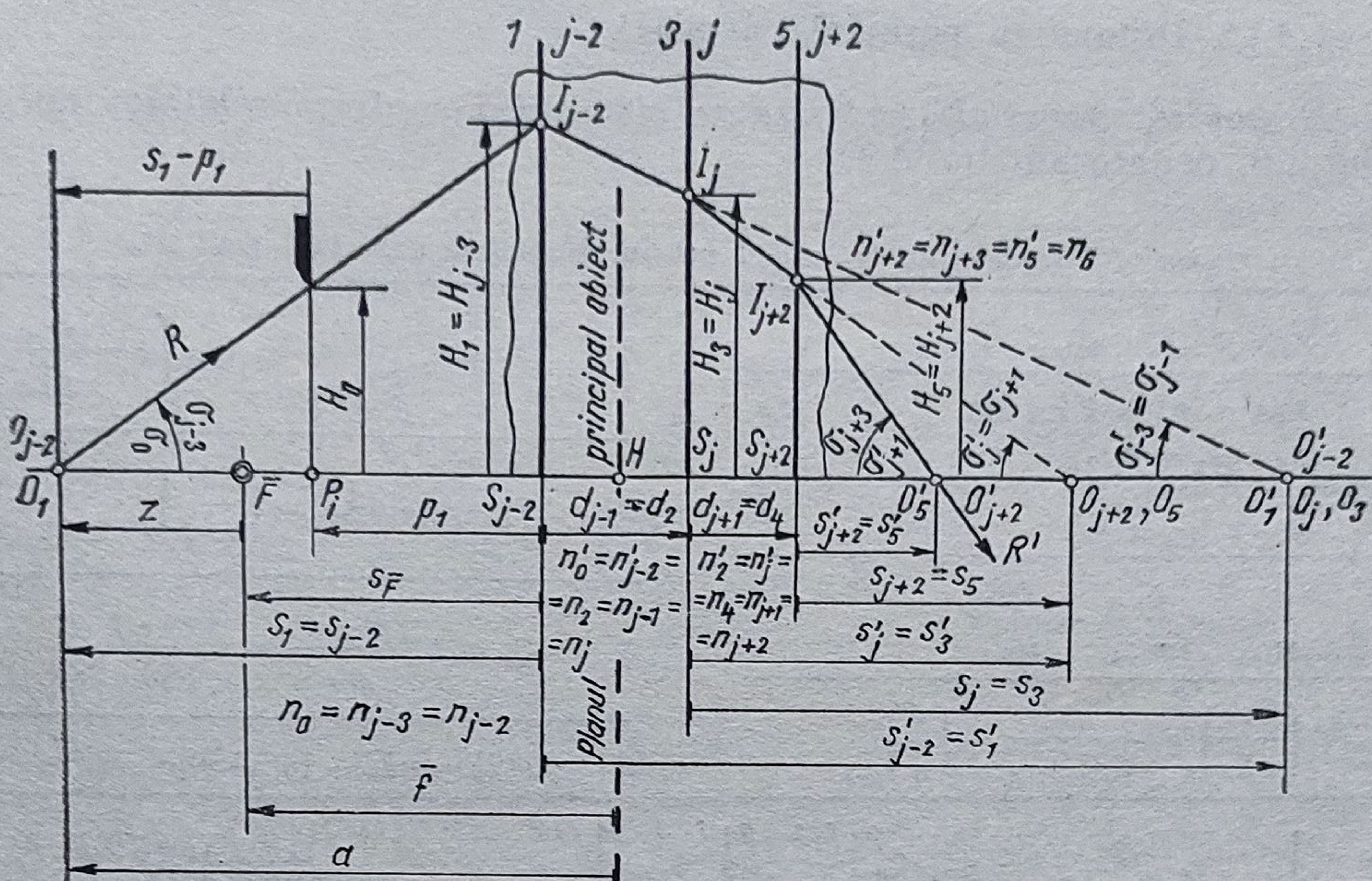



Fig. 1.30. Schemă pentru drumuirea paraxială obiectivă.

### 1.4.14. Măririle optice în dependență de abscisele obiect și imagine

a. *Un dioptru*

$$\beta' = \frac{y'}{y} = \frac{n\sigma}{n'\sigma'} = \frac{n}{n'}\cdot\frac{H}{s} = \frac{s'}{H}\cdot\frac{n_{j-1}}{n_{j+1}}\cdot\frac{s'_j}{s_j} = \frac{n_{j-1}}{n_{j+1}}\left(\frac{\xi}{\xi'}\right)_j; \tag{1.82}$$

$$\alpha = \frac{n}{n'}\beta'^2; \quad \gamma = \frac{n}{n'}\,\frac{y}{y'} = \frac{n}{n'}\cdot\frac{1}{\beta'}.$$

b. *Un sistem constituit din k dioptri centrați*

$$\beta'_T = \prod_{j=1}^{k}\beta'_j = \frac{n_0}{n_2}\cdot\frac{n_2}{n_4}\cdots\frac{n_{k-1}}{n_{k+1}}\cdot\frac{s'_1}{s_1}\cdot\frac{s'_3}{s_3}\cdots\frac{s'_{k-2}}{s_{k-2}}; \tag{1.83}$$

$$\beta'_T = \frac{n_0}{n_{k+1}}\cdot\frac{s'_1}{s_1}\cdot\frac{s'_3}{s_3}\cdots\frac{s'_k}{s_k} = \frac{n_0}{n_{k+1}}\cdot\prod_{j=1}^{k}\left(\frac{s'}{s}\right)_j = \frac{n_0}{n_{k+1}}\cdot\frac{s'_k}{s_k}\cdot\frac{h_1}{h_k}; \tag{1.84}$$

$n_0 y_0 \operatorname{tg}\sigma_0 = n_{k+1} y_{k+1} \operatorname{tg}\sigma_{k+1}$ (invariantul Lagrange-Helmholtz); (1.85)

$$\alpha = \frac{n}{n'}\beta'^2 = \frac{n_0}{n_{k+1}}\left(\frac{h_1}{h_k}\right)^2\cdot\left(\frac{s'_k}{s_k}\right)^2. \tag{1.86}$$

$$\gamma = \frac{s_1}{h_1}\cdot\frac{h_k}{s'_k} = \frac{s}{h}\cdot\frac{h'}{s'}. \tag{1.87}$$

$$\beta'\gamma = n/n'. \tag{1,88}$$

### 1.4.15. Drumuirea paraxială pupilară

*Drumuirea paraxială pupilară* se efectuează conform relațiilor din tabelul 1.8, deduse din fig. 1.31.

*Tabelul 1.8.* **Relațiile de calcul pentru drumuirea paraxială pupilară**

| Nr. | Relația | Nr. | Relația |
|---|---|---|---|
| 1 | $k_j = K_j/n_0 \operatorname{tg} \sigma_{p0}$ | 6 | $k_j = k_{j-2}\dfrac{p_j}{p_{j-2}} = k_{j-2}\left(1 - \dfrac{d_{j-1}}{p'_{j-2}}\right)$ |
| 2 | Pentru $n_0 = 1$ rezultă $k_j = k_1 = p_1/n_0 = p_1$ | 7 | $k_j = k_{j-2}(n'\xi'_p)_{j-2}\left(\dfrac{1}{n\xi_p}\right)_j$ |
| 3 | $p_j = p'_{j-2} - d_1$ | 8 | $Q_p = n'\dfrac{r - p'}{p'r} = n\dfrac{r - p}{pr}$ |
| 4 | $\dfrac{p_j}{n_{j-1}} = \dfrac{p'_{j-2}}{n_{-1}} - \dfrac{d_{j-1}}{n_{j-1}}$ | 9 | $n'\xi'_p = n\xi_p + (n' - n)/r$ |
| 5 | $\left(\dfrac{1}{n\xi_p}\right)_j = \dfrac{1}{(n'\xi'_p)_{j-2}} - \left(\dfrac{d}{n}\right)_{j-1}$ | | |

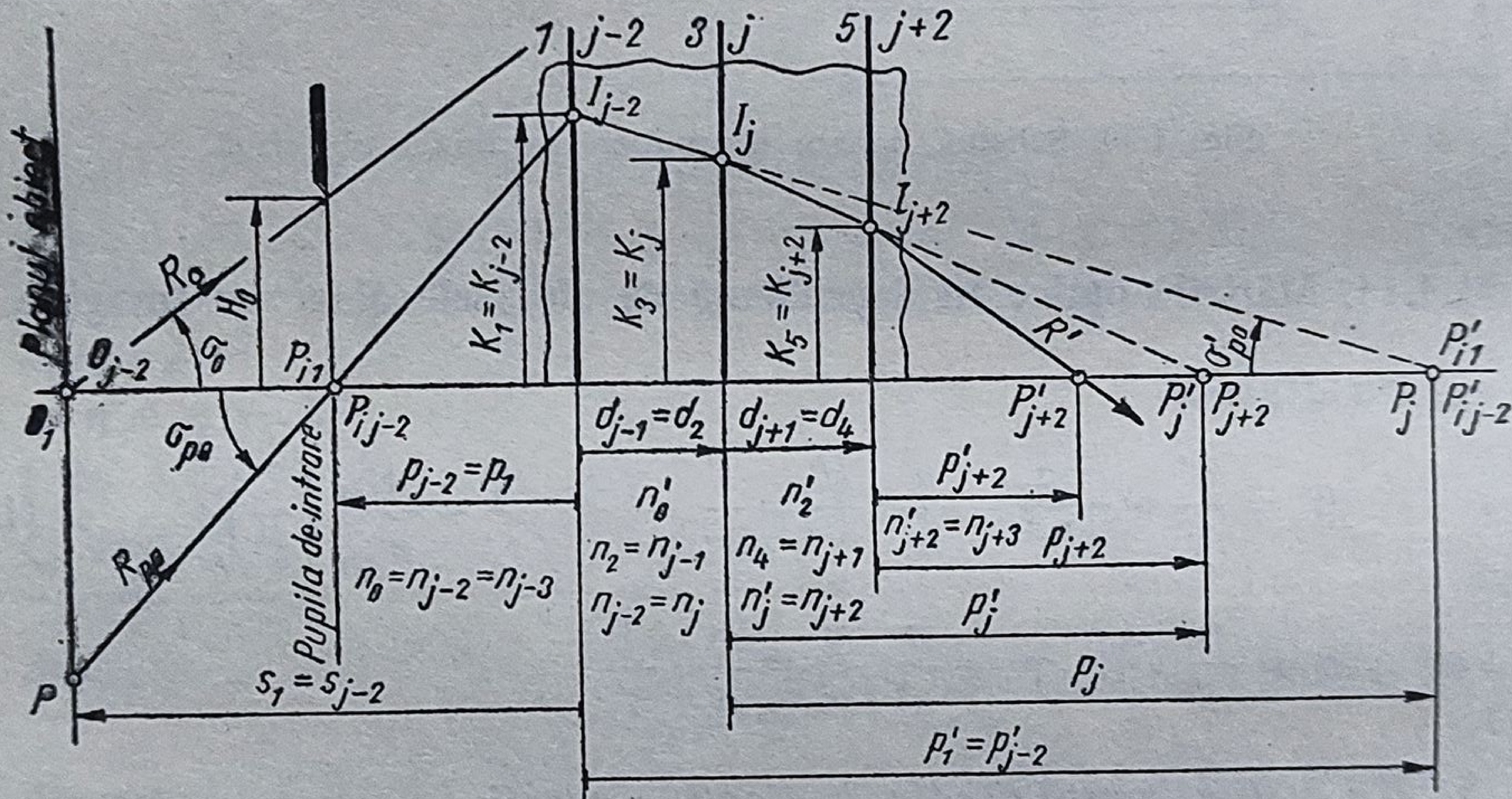



Fig. 1.31. Schemă pentru drumuirea paraxială pupilară.

### 1.4.16. Distanța focală în dependență de abscisele obiect și imagine

$$f' = s'_1\frac{s'_3}{s_3}\cdot\frac{s'_5}{s_5}\cdots\frac{s'_{k-1}}{s_{k-1}}\cdot\frac{s'_k}{s_k}. \tag{1.89}$$

$$f = -f'\frac{n_0}{n_{k+1}}. \tag{1.90}$$

### 1.4.17. Puterea unitară

Pentru $s = -\infty$ rezultă:

$$\varphi' = h_k/s'_k \quad \text{și} \quad f' = s'_k/h_k, \quad \text{iar} \tag{1.91}$$

cînd
$$f' = 1, \quad s'_k = h_k. \tag{1.92}$$

### 1.4.18. Legătura dintre invarianţii paraxiali $Q_s$ şi $Q_p$

$$Q_s - Q_p = \frac{n}{p} - \frac{n}{s} = n\frac{s-p}{ps}; \tag{1.93}$$

$$Q_{s1} - Q_{p1} = n_0\frac{s_1-p_1}{p_1 s_1} = \frac{1}{k_1}\cdot\frac{1}{h_1}; \tag{1.94}$$

$$\frac{k_k}{h_k} = \frac{k_1}{h_1} - \sum_{j=3}^{k}\frac{d_{j-1}}{n_{j-1}\cdot h_{j-2}\cdot h_j}; \tag{1.95}$$

$$P_1 = k_1/h_1 = p_1(s_1-p_1)/n_0 s_1; \tag{1.96}$$

$$E = \sum_{j=3}^{k}\frac{d_{j-1}}{n_{j-1}\cdot h_{j-2}\cdot h_j}; \tag{1.97}$$

$$k_j = (P_1 - E_j)\,h_j = h_j(k_1/h_1 - E_j); \tag{1.98}$$

$$h_j^3 k_j = \frac{k_1}{h_1}\cdot h_j^4 - E_j h_j^4. \tag{1.99}$$

## 1.5. Reprezentarea optică reală (în dioptrica de ordinul III)

### 1.5.1. Aberaţiile cromatice

1.5.1.1. *Expresiile aberaţiilor cromatică axială şi traesversală.* În fig. 1.32 se observă că fiecărei radiaţii îi corespunde o abscisă imagine. Se definesc:

a. *Aberaţia cromatică axială*

$$ds'_c = s'_c - s'_d;\quad ds'_F = s'_F - s'_d;$$

$$ds'_\lambda = s'_\lambda - s'_{\lambda 0} = \alpha\, ds_{\lambda 1} - \frac{C_s}{n_{k+1}}\left(\frac{s'}{h'}\right)_k^2, \tag{1.100, a}$$

în care $C_s$ reprezintă coeficientul lui Seidel pentru aberaţia cromatică axială;

$$C_x = \sum_{j=1}^{k} h_j^2 Q_{sj}\Delta\left(\frac{dn}{n}\right)_j. \tag{1.100, b}$$

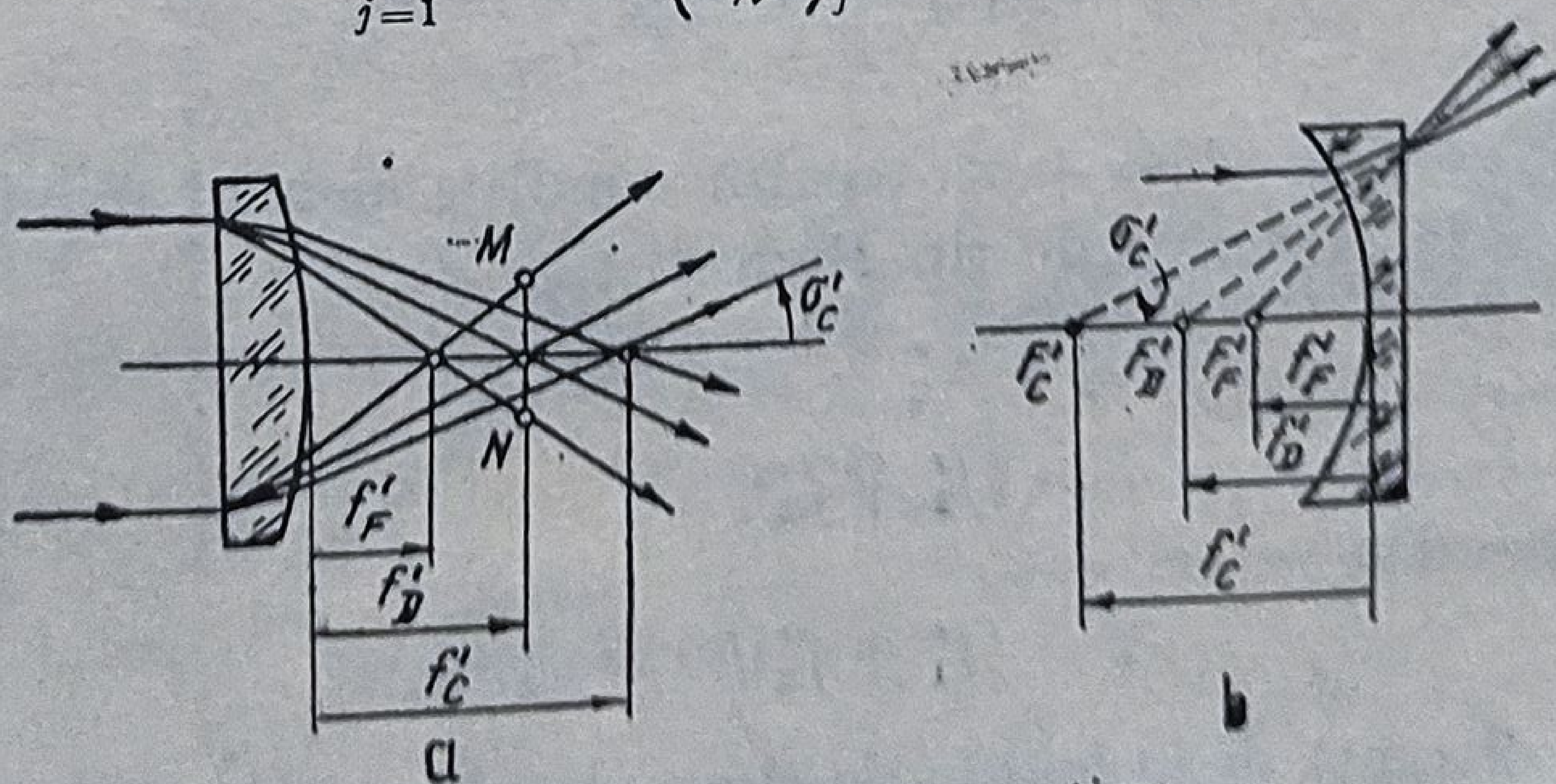



Fig. 1.32. Aberaţiile cromatice:
a — lentile convergente; b — lentile divergente.

b. *Aberația cromatică de mărire*

$$\frac{d\beta'}{\beta'} = Cy + \frac{ds'_\lambda}{s' - p'} - \frac{ds_\lambda}{s - p}, \qquad (1.\ 101a)$$

în care $$C_y = Q_s kh\Delta\left(\frac{dn}{n}\right) - \Delta\left(\frac{dn}{n}\right), \qquad (1.101,\ b)$$

reprezintă coeficientul aberației cromatice de mărire.

1.5.1.2. *Aberațiile cromatice pentru diferite sisteme optice.* a. *Lame plan paralele și prisme:*

$$ds'_{\lambda k} = \alpha\, ds_{\lambda 1} + \left(\frac{h}{s}\right)_1^2 \frac{dn}{n^2} \cdot d \cdot \frac{1}{n_4}\Bigg)\left(\frac{s'}{s}\right)_3^2, \qquad (1.102)$$

$$ds'_{\lambda k} = \alpha\, ds_{\lambda 1} + d\, dn/n^2,$$

în care $d$ reprezintă grosimea lamei sau drumul geometric prin prismă.

b. *Lentile infinit subțiri.*

$$ds'_\lambda = -\left(\frac{s'}{h'}\right)^2 h^2 \frac{\varphi'}{\nu} = -\frac{s'^2}{\nu f'}; \qquad (1.103,\ a)$$

$$\frac{d\beta'}{\beta'} = ds'_\lambda/(s' - p') + hk\,\varphi'/\nu. \qquad (1.104)$$

Pentru $s = -\infty$ rezultă $s' = f' = 1/\varphi'$ și $ds'_{\lambda\infty} = df' = -f'/\nu$. (1.103, b)

Aberațiile cromatice sînt nule cînd dispersorul lentilei este nul:

$$\varphi'/\nu = 0. \qquad (1.105)$$

c. *Simplete infinit subțiri.*

$$\sum_{j=1}^{k}\left(\frac{\varphi'}{\nu}\right)_j = \frac{\varphi'_1}{\nu_1} + \frac{\varphi'_2}{\nu_2} + \ldots + \frac{\varphi'_k}{\nu_k} = 0. \qquad (1.106)$$

d. *Dublete infinit subțiri*

$$C_y = h_1 k_1 \frac{\varphi'_1}{\nu_1} + h_2 k_2 \frac{\varphi'_2}{\nu_2} = 0. \qquad (1.107)$$

Pentru $\nu_1 = \nu_2$ și $s' = +\infty$ rezultă condiția pentru eliminarea aberațiilor cromatice la ocularele de tip Ramsden și Huygens:

$$\varphi'_1 + \varphi'_2 - 2e\varphi'_1\varphi'_2 = 0 \qquad (1.108)$$

și

$$e = (f'_1 + f'_2)/2. \qquad (1.109)$$

Se recomandă:

$$e = (f'_1 + f'_2)/(2 - f'_2/p), \qquad (1.110)$$

în care $p$ este distanța de la lentila de cîmp pînă la pupila de intrare, $f'_1$ — focala lentilei de ochi și $f'_2$ — focala lentilei de cîmp (la oculare).

*Observație:* Dacă sistemele lenticulare sînt urmate de prisme, atunci se calculează mai întîi coeficientul lui Seidel pentru prisme și apoi se introduce în membrul doi al ecuației (1.106) sau (1.107), pentru compensarea aberațiile celor două sisteme optice.

### 1.5.2. Aberațiile de sfericitate

1.5.2.1. *Expresiile aberațiilor de sfericitate axială și transversală.* Variația abscisei imagine cu înălțimea de incidență $H$ ori cu unghiul de deschidere $2\sigma_1$ cauzează apariția aberațiilor de sfericitate. Conform fig. 1.33, aberația de sfericitate (de deschidere) poate fi axială $ds'_H = \tilde{s}'_H - s'$ și transversală (de mărire) $2\,dy'_H = 2\,ds'_H \operatorname{tg} \sigma'_H$.

Pentru $ds'_H < 0$, lentila este subcorectată, iar pentru $ds'_H > 0$ aceasta este supracorectată.

Aberația sferică axială este dată de expresia

$$ds'_k = \alpha_k\, ds_1 - \frac{1}{2}\frac{s_k'^2}{h_k^2}\cdot\frac{H_0^2}{n_{k+1}}\cdot \mathcal{S}, \tag{1.111}$$

în care coeficientul lui Seidel $\zeta$ are valoarea:

$$\mathcal{S} = \sum_{j=1}^{k} h^4\left[Q_{sj}^2 \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_j + \varepsilon_j \frac{\Delta(n)_j}{r_j^3}\right]. \tag{1.112}$$

Pentru $s = -\infty$ expresia aberației devine

$$ds' = L = -\frac{1}{2} f'^2 H_0^2 \mathcal{S}. \tag{1.113}$$

Aberația sferică transversală se calculează cu formula

$$dy'_k = dy_{k+1} = \beta'\, dy_1 - \frac{1}{2}\frac{s'}{n'}\left[Q_{sj}^2 \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_j + \varepsilon_j \frac{\Delta(n)_j}{r_j^3}\right] H^3. \tag{1.114}$$

Cînd aberația obiectului este nulă ($dy_1 = 0$), rezultă:

$$dy'_k = dy_{k+1} = -\frac{1}{2}\frac{s'_k}{h_k}\cdot\frac{H_0^3}{n_{k+1}}\cdot \mathcal{S}. \tag{1.115}$$

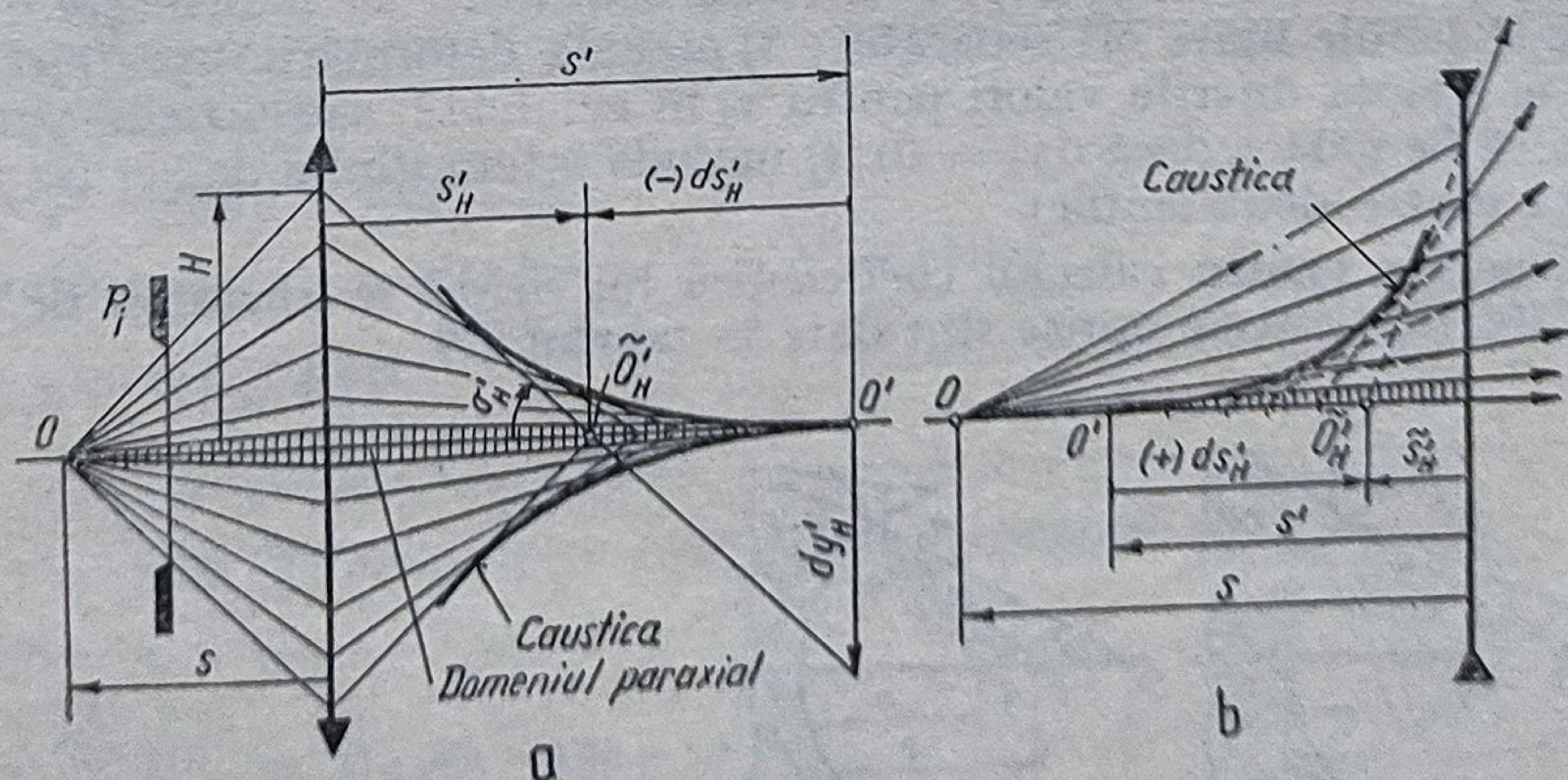



Fig. 1.33. Caustica aberației sferice:
*a* — lentile convergente; *b* — lentile divergente.

Aberațiile sînt nule pentru $\zeta = 0$.

$$\mathcal{S} = \sum_{j=1}^{k} h_j^4 Q_{sj}^2 \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_j = \Sigma h^4 Q^*. \tag{1.116}$$

Aberațiile sînt nule cînd $Q^* = 0$.

Pentru calculul lentilelor infinit subțiri se folosește ecuația

$$Q^* = A\gamma^2 - 2B\gamma + C = 0, \tag{1.117, a}$$

în care: $A = \frac{n+2}{n}\varphi'$; $B = \frac{2(n+1)}{n}\cdot\tau\varphi' = 2D\tau$;

$$C = \frac{3n+2}{n}\cdot\tau^2\varphi' + \frac{n^2}{4(n-1)^2}\cdot\varphi'^3;$$

$$D = \frac{n+1}{n}\cdot\varphi'; \quad E = \frac{2n+1}{n}\tau\varphi' \tag{1.117, b}$$

$\tau = (\xi_1 + \xi_3)/2 = \xi_1 + \varphi'/2 = \xi_3 - \varphi'/2$; $\gamma = (\rho_1 + \rho_3)/2$ (cambrura)

$\xi_3 - \xi_1 = \varphi' = (n-1)(\rho_1 - \rho_3)$; $P = D\gamma - E$.

1.5.2.2. *Ecuația de lipire a două lentile*. Două lentile pot fi lipite dacă este satisfăcută condiția $\rho_3 = \rho_5$, adică

$$\gamma_2 = \gamma_1 - \left[\frac{\varphi_1'}{2(n_2-1)} + \frac{\varphi_2'}{2(n_6-1)}\right]. \tag{1.118}$$

Aberațiile de sfericitate sînt nule în următoarele cazuri: 1) obiectul este situat în vîrful dioptrului ($s = 0 \rightarrow s' = 0$); 2) obiectul este situat în centrul dioptrului ($s = r \rightarrow s' = r$); 3) obiectul și imaginea sînt situate în punctele aplanetice ale sferei $s = r(1 + n'/n) \rightarrow s' = r(1 + n/n')$, fig. 1.34.

1.5.2.3. *Metode de corectare a aberațiilor de sfericitate*. 1) metoda combinării: $\Sigma h^4 Q^* = 0$ (v. ec. 1.116); 2) metoda dedublării (se înlocuiește o lentilă prin două lentile lipite ori separate); 3) metoda deformării suprafeței refractante (se adoptă diferite valori pentru $\varepsilon_j$ în ec. 1.112, astfel încît paranteza pătrată să fie nulă și dacă $dy_1 = 0$); 4) metoda interstițiului de aer (se variază distanța dintre două lentile).

Formulele pentru calculul coeficientul lui Seidel și aberației de sfericitate la diferite sisteme optice sînt date în tabelul 1.9.

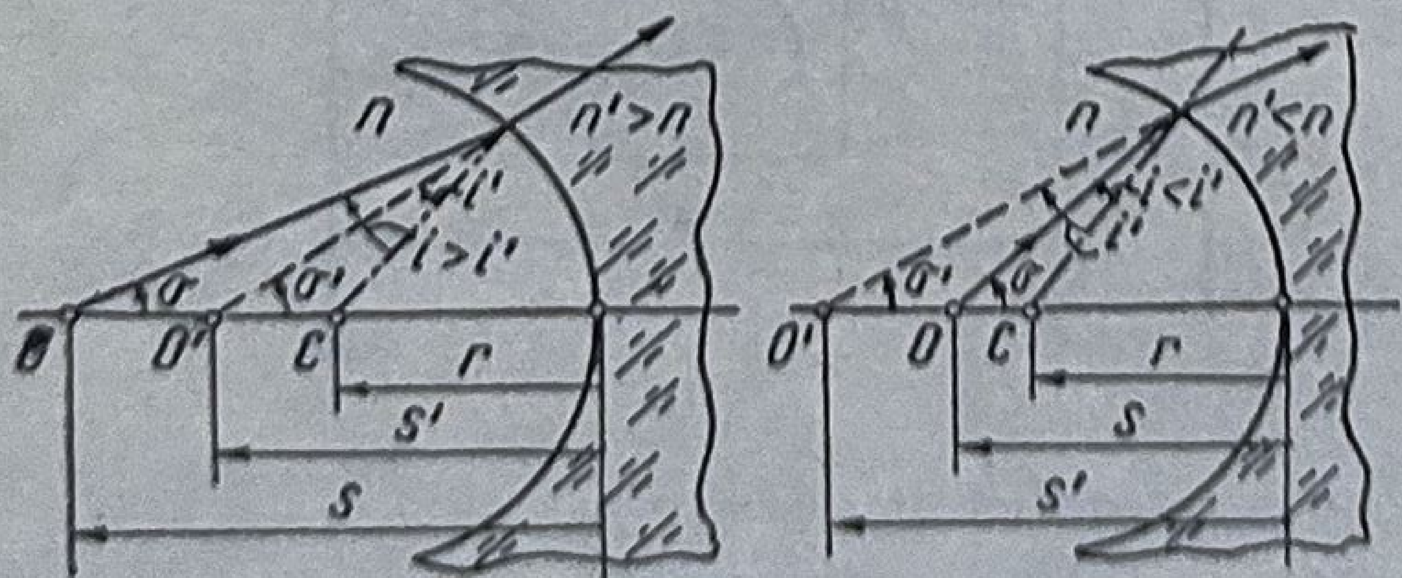



Fig. 1.34. Abscisele punctelor aplanetice ale dioptrului sferic.

**Tabelul 1.9.** Valoarea coeficientului $S$ şi aberaţia de sfericitate $ds'$ pentru diferite sisteme optice

**a.** *Dioptroul plan refractant*

$$S = -h^4 \frac{n'^2 - n^2}{n'^2} \cdot \frac{n}{s^3} = -h^4 \frac{n'^2 - n^2}{n^2} \cdot \frac{n'}{s'^3};$$

$$ds' = \frac{1}{2} \frac{n's}{n} A^2 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right).$$

**b.** *Lama plan-paraelă de grosime d*

$$S = -\frac{n^2 - 1}{n^3} \left( \frac{h'}{s'} \right)^4 d = -\frac{n^2 - 1}{n^3} \left( \frac{h}{s} \right)^4 d;$$

$$ds' = \frac{n^2 - 1}{2n^3} \mathrm{d} \operatorname{tg}^2 i = \frac{dA^2(n^2 - 1)}{2n^3};$$

$A$ = apertura $= n_0 \sin \sigma_0$.

**c.** *Prisme reflectoare*

Aceleaşi fromule ca la lame plan-paralele

**d.** *Oglinzi curbe*

$$S = h^4 \varphi'^3 [(1 + 2\xi/\varphi')^2 + \varepsilon]/4 = h^4 \varphi'^3 [(1 - 2\xi'/\varphi')^2 + \varepsilon]/4.$$

Aberaţia $ds' = 0$ atunci cînd:

$s = r$ şi $\varepsilon = 0$ (sferă); $s = -\infty$ şi $\varepsilon = -1$ (paraboloid);

$\varepsilon = -(1 + 2\xi/\varphi')^2 = -(1 - 2\xi'/\varphi')^2$.

**e.** *Dioptrul sferic refractant*

$\varepsilon = 0 \rightarrow S = h^4 Q_s \Delta(\xi/n)$;

$$ds' = \frac{s'^2 h^2 n^2}{2n'h'^2} (1/r - 1/s)^2 (1/n's' - 1/ns) H_0^2.$$

**f.** *Lentila infinit subţire*

$S = h^4 Q^* = h^4 (A\gamma^2 - 2B\gamma + C)$.

Pentru $ds = 0$, $s = -\infty$, $h = 1$, $s' = f'$ se obţine

$$ds' = L = -\frac{1}{2} f'^2 H_0^2 Q^*.$$

**g.** *Sisteme alcătuite din lentile infinit subţiri şi infinit apropiate*

$h_1 = h_2 = \ldots = h_k$;

$$S = h^4 \sum_{j=1}^{k} Q_j^* = h^4 \sum_{j=1}^{k} (A\gamma^2 - 2B\gamma + C)$$

**h.** ***Sisteme alcătuite din lentile infinit subţiri situate la distanţe finite***

$h_1 \neq h_2 \neq \ldots \neq h_k;$

$$S = \sum_{j=1}^{k} h_j^4 Q_j^*$$

**i.** ***Lentile cu aberaţii minime***

$s = -\infty \rightarrow r_1/r_2 = (2n^2 - n - 4)/n(2n + 1);$

$s \neq -\infty \rightarrow C_1/f_1'^2 + C_2/af' - C_3/r_1 f' = 0;$

$C_1 = (2n + 1)/(n - 1); \quad C_2 = 4\,(n + 1)/n;$

$C_3 = 2\,(n + 2)/n;$

$a$ şi $a'$ sînt abscisele obiect şi respectiv imagine; alte indicaţii în § 3.1.4.

### 1.5.3. Aberaţia de coma

1.5.3.1. *Condiţia sinusurilor (condiţia lui Abbe)*. Cu notaţiile din fig. 1.35 se poate scrie condiţia sinusurilor formulată de Ernst Abbe:

$$\tilde{\beta}_k' = \tilde{\beta}_0' = \frac{n_0 \sin \tilde{\sigma}_0}{n_{k+1} \sin \tilde{\sigma}_{k+1}} = \frac{n_0 \sigma_0}{n_{k+1} \sigma_{k+1}} = \frac{y_{k+1}}{y_0} = const. \qquad (1.119)$$

de unde: $$n_0 y_0 \sin \sigma_0 = n_{k+1} y_{k+1} \sin \sigma_{k+1} = const. \qquad (1.120)$$

Pentru $s = -\infty$ condiţia sinusurilor devine:

$$n_0 y_0 \sin \sigma_0 = n_{k+1} y_{k+1} \sin \sigma_{k+1} = f' = const. \qquad (1.121)$$

Cînd unghiul de deschidere $\sigma_0$ este mic, se poate scrie:

$$d\beta'/\beta' = (\tilde{\beta}' - \beta_0')/\beta_0' = 0, \text{ pentru } s \neq -\infty \qquad (1.122)$$

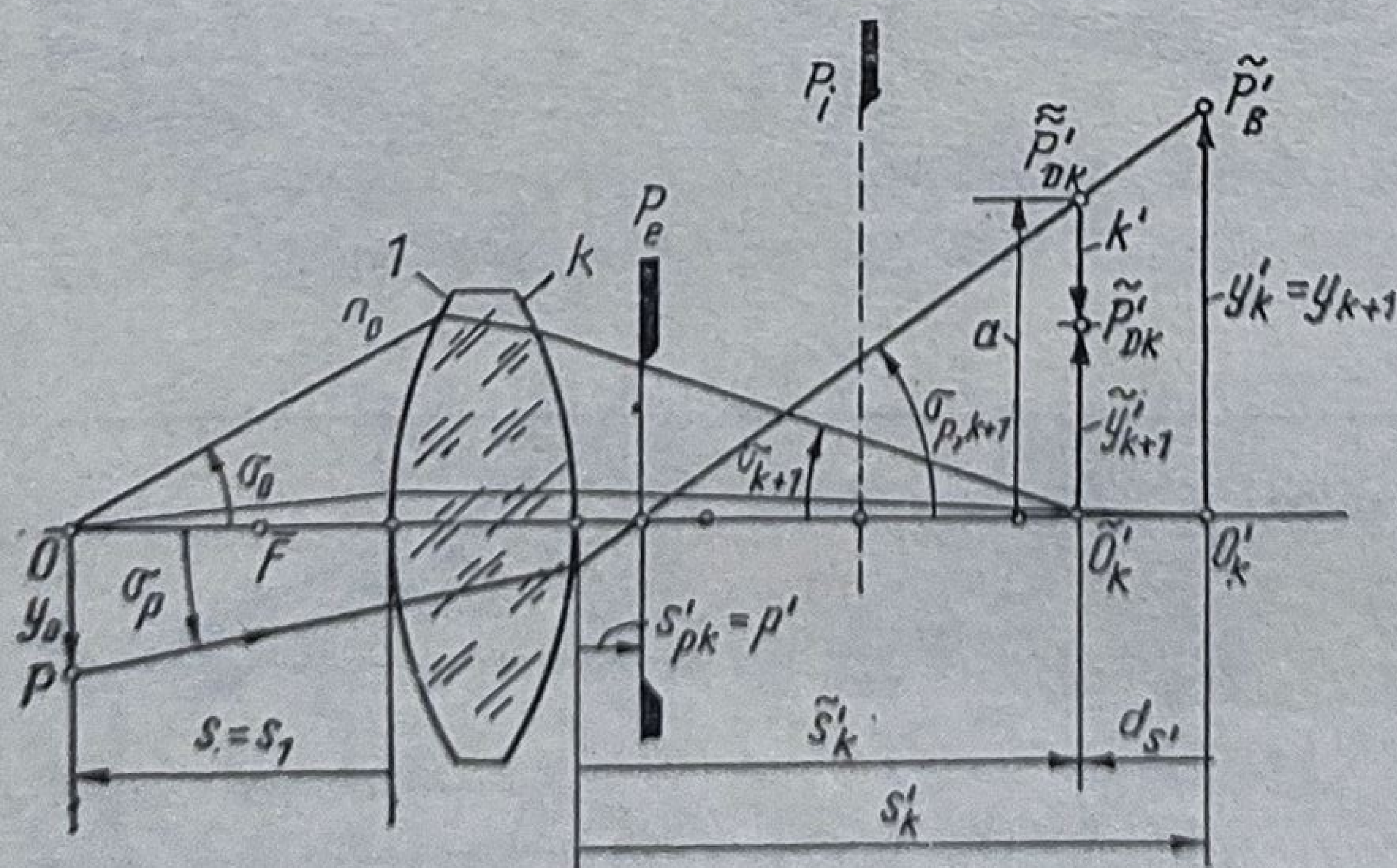



Fig. 1.35. Schemă pentru calculul aberaţiei de coma.

și $$df'/f' = (\bar{f}' - f')/f' = 0, \text{ pentru } s = -\infty, \tag{1.123}$$

$f' = H/\text{tg}\,\sigma_{k+1}$ reprezintă focala paraxială (1.29), iar

$$\bar{f}' = H/\sin\sigma_{k+1} - \text{focala aplanetică.} \tag{1.124}$$

Satisfacerea condiției (1.124) înseamnă curbarea suprafeței principale imagine cu raza $r_{H'} = \bar{f}'$.

$$\frac{d\beta'}{\beta'} = \frac{ds'}{s' - p'} - \frac{ds}{s - p} + \frac{1}{2} H_0^2 \mathcal{B}, \tag{1.125}$$

în care coeficientul aberației de coma are valoarea:

$$\mathcal{B} = \mathcal{B}_2 - \mathcal{B}_1 = \sum_{j=1}^{k} h_j^3 k_j Q_{sj}^2 \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_j - \sum_{j=1}^{k} h_j^2 Q_{sj} \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_j. \tag{1.126}$$

Pentru $s = -\infty$ se poate scrie:

$$\frac{df'}{f'} = \frac{f'}{s' - p'} ds' + \frac{H_0^2}{2} f' \mathcal{B}. \tag{1.127}$$

Se observă că aberația de coma este nulă atunci cînd aberațiile de sfericitate sînt nule și cînd coeficientul $\mathcal{B} = 0$.

1.5.3.2. *Coeficientul aberației de coma $\mathcal{B}$ pentru diferite sisteme.*

a. *Oglinda curbă.*

$$\mathcal{B} = kS/h - h^2 P, \text{ pentru } s \neq -\infty, \tag{1.129}$$

$$\mathcal{B} = \varphi'^2/2, \quad \text{pentru } s = -\infty \text{ și } ds' = 0. \tag{1.130}$$

b. *Două oglinzi sferice concave.*

$$\mathcal{B} = (\varphi_1' + \varphi_2' - e\varphi_1'\varphi_2')^2/2. \tag{1.131}$$

c. *Lame plan-paralele și prisme.*

$$\mathcal{B} = -\frac{h_1^3}{s^3} \frac{n^2 - 1}{n^3} d. \text{ (diafragma situată pe primul dioptru)} \tag{1.132}$$

d. *Lentile sferice infinit subțiri.*

$$\mathcal{B} = h^3 k Q^* - h^2 P; \tag{1.133}$$

$$P = \sum_{j=1}^{3} Q_{sj} \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_j = Q_{s1} \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_1 + Q_{s3} \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_3 = D\gamma - E, \tag{1.134}$$

$$Q^* = Q_{s1}^2 \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_1 + Q_{s3}^2 \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_3 = A\gamma^2 - 2B\gamma + C. \tag{1.135}$$

Pentru un obiect stigmatic situat la infinit se poate scrie:

$$ds = 0;\ ds' = 0;\ s' = f';\ p' = 0;\ d\beta' = ds' - H_0^2 f'^2 P/2. \quad (1.136)$$

Lentilele sferice corectate de aberațiile de sfericitate și de coma sînt lentilele aplanetice ale căror caracteristici sînt redate în tabelul 3.2.

e. *Simplete*. Dacă diafragma de deschidere este situată în planul principal se poate scrie: $k = 0$, $h = 1$ și

$$\frac{d\beta'}{\beta'} = \Delta\left(\frac{ds}{s}\right) - \frac{H_0^2}{2}\sum_{j=1}^{k} P_j, \text{ pentru } s \neq -\infty; \quad (1.137)$$

$$d\beta' = ds' - \frac{H_0^2}{2} f' \sum_{j=1}^{k} P_j. \quad (1.138)$$

### 1.5.4. Astigmatismul

Astigmatismul apare la reprezentarea obiectelor extraaxiale, cînd unui punct obiect $P$ îi corespunde în spațiul imagine o figură care depinde de poziția planului de proiecție (fig. 1.36). În două plane diferite iau naștere o imagine sagitală $P'_s$ și una meridiană $P'_m$. Distanța dintre acestea reprezintă diferența astigmatică $A = \tilde{s}'_m - \tilde{s}'_s$.

Cu notațiile din fig. 1.37 pot fi deduse următoarele relații:

$$\Delta(1/nR) = \mathcal{P} - (1 + k)\mathcal{A}, \quad (1.139)$$

în care $\mathcal{A}$ reprezintă coeficientul lui Seidel pentru astigmatism și $\mathcal{P}$ — coeficientul lui Petzval.

Pentru planele sagital și meridian, ec. (1.39) devine

$$\Delta(1/nR_s) = \mathcal{P} - \mathcal{A} \quad \text{și} \quad \Delta(1/nR_m) = \mathcal{P} - 3\mathcal{A}. \quad (1.140)$$

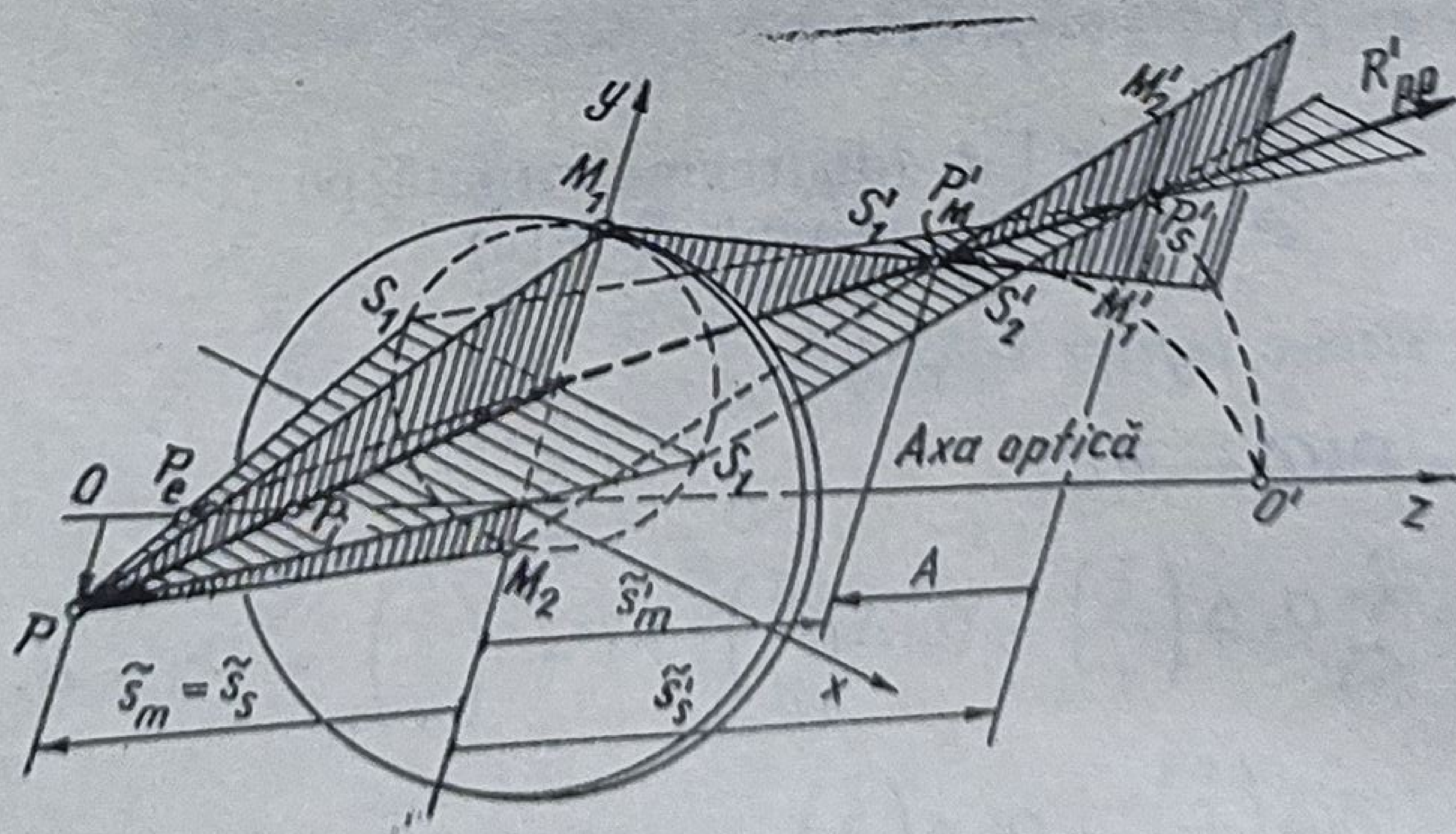



Fig. 1.36. Imaginile sagitală și meridiană ale unui punct obiect.

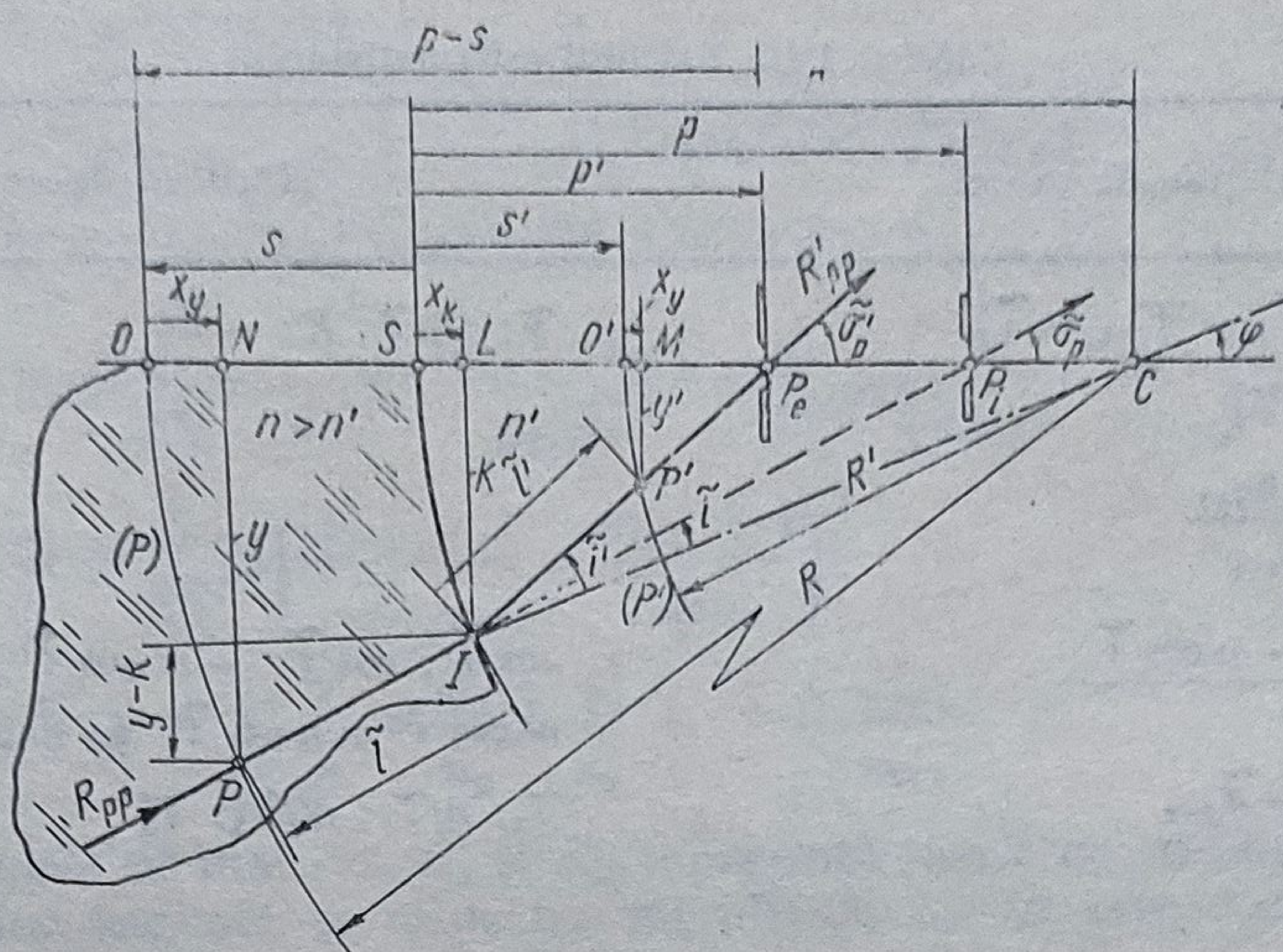


Fig. 1.37. Schemă pentru calculul astigmatismului.

Valoarea medie este

$$\Delta(1/nR_m) = \mathcal{P} - 2\mathcal{A} = \mathcal{C};\qquad(1.141)$$

$$\mathcal{A}=Q_p^2\Delta(\xi/n)/(Q_p-Q_s)^2=\Sigma h^2k^2Q_p^2\Delta(\xi/n)=\Sigma(hkQ_s-1)^2\Delta(\xi/n).\qquad(1.142)$$

Pentru $\xi_p = \xi'_p = \rho$ rezultă $\mathcal{A} = 0$.

$$\mathcal{A} = h^2k^2[Q^* + (n-1)(\varepsilon_1\rho_1^3 - \varepsilon_3\rho_3^3) - 2\,hkp + \varphi'.\qquad(1.143)$$

Astigmatismul este nul atunci cînd $\mathcal{A} = 0$.

Dacă punctul $P'$ reprezintă imaginea sagitală ($P'_s$) sau meridiană ($P'_m$) a punctului obiect extraaxial $P$ (fig. 1.38), atunci se poate efectua calculul astigmatismului în raport cu planul Gaussian conform tabelului 1.10.

Astigmatismul diferitelor elemente optice în planul imagine paraxial se calculează cu formulele din tabelul 1.11.

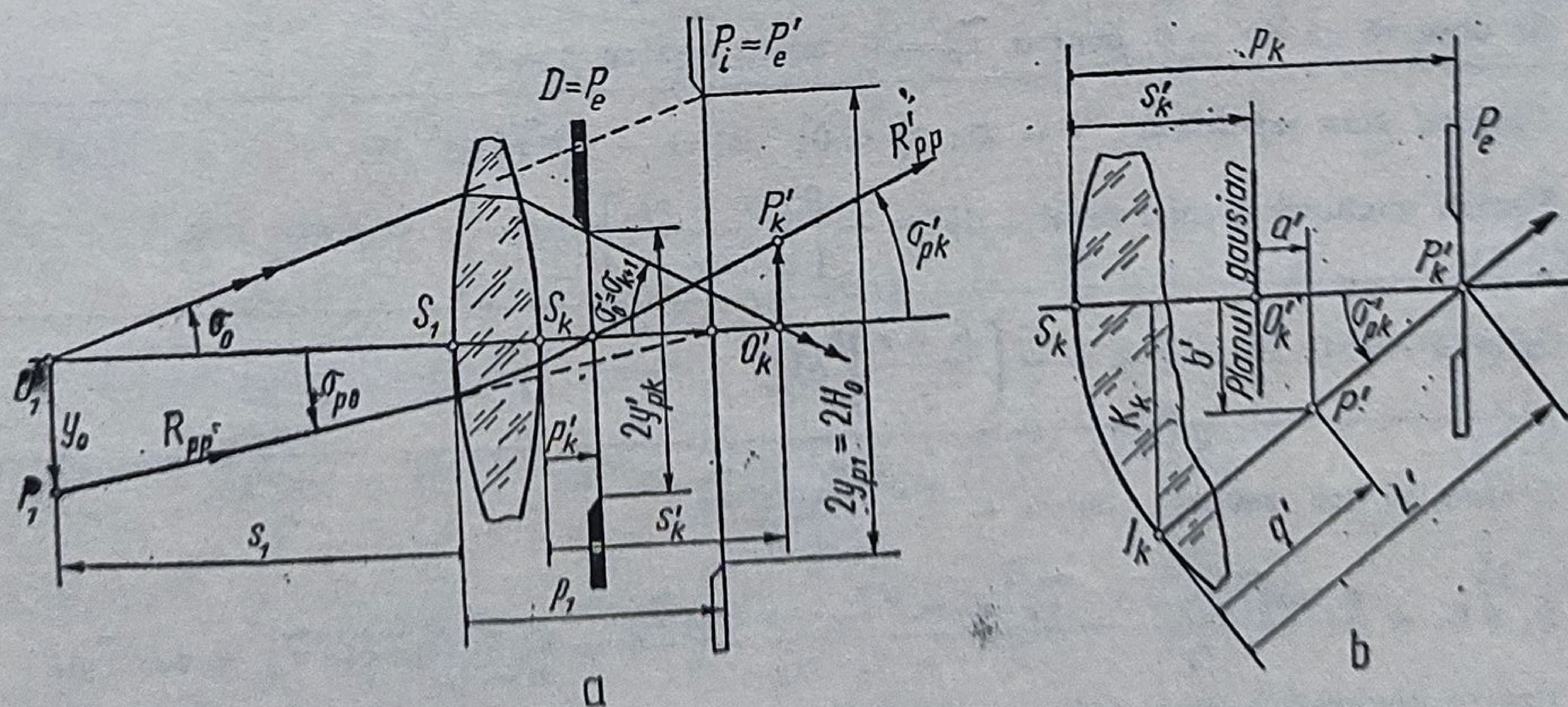


Fig. 1.38. Schemă pentru calculul astigmatismului:
*a* — cîmpul unghiular; *b* — poziţia imaginii faţă de planul Gaussian.

*Tabelul 1.10.* **Calculul astigmatismului**

| Relațiile de calcul | Mărimea de calculat |
|---|---|
| $\varphi_j = \tilde{\sigma}_{j+1} - \tilde{i}_j = \tilde{\sigma}'_{j+1} - \tilde{i}'_j$ | $\tilde{\varphi}$; $\sin\tilde{\varphi}$; $K$; $-\tilde{d}$ |
| $K_j = -r_j \sin\tilde{\varphi}_j$ | |
| $\tilde{d}_{j+1} = \dfrac{K_j - K_{j+1}}{\sin\tilde{\sigma}_{j+1}}$ | |
| $\psi = \dfrac{n'\cos\tilde{i}' - n\cos\tilde{i}}{r}$ | $\cos\tilde{i}'$; $\cos\tilde{i}$; $-n'\cos\tilde{i}'$; $-n\cos\tilde{i}$ <br> $n'\cos\tilde{i}' = n\cos\tilde{i}$; $\psi$; $n'\cos^2\tilde{i}'$; $n\cos^2\tilde{i}$ |
| $\tilde{s}_{sj} = \tilde{s}'_{s\,j-2} - \tilde{d}_{j-1}$ | $\tilde{s}_s$; $n/\tilde{s}_s$; $n'/\tilde{s}'_s$; $\tilde{s}'_s$ |
| $\dfrac{n'}{s'_s} = \dfrac{n}{s_s} + \psi$ | |
| $L' = -\dfrac{K}{\sin\tilde{\sigma}'_p}$ | $\sin\tilde{\sigma}'_p$; $\cos\tilde{\sigma}'_p$; $L'$ |
| $a'_s = p' - s' - (L' - \tilde{s}'_s)\cos\tilde{\sigma}'_p$ | $L' - \tilde{s}'_s$; $p' - s'$ |
| $b'_s = -(L - \tilde{s}'_s)\sin\tilde{\sigma}'_p$ | $-(L' - \tilde{s}'_s)\cos\tilde{\sigma}'_p$ |
| $\tilde{s}_{mj} = \tilde{s}'_{m\,j+2} - \tilde{d}_{j-1}$ | $a'$; $b'_s$; $\tilde{s}_m$ |
| $\dfrac{n'\cos^2\tilde{i}'}{\tilde{s}'_m} = \dfrac{n\cos^2\tilde{i}}{\tilde{s}_m}$ | $n\cos^2\tilde{i}/\tilde{s}_m$; $n'\cos^2\tilde{i}'/\tilde{s}'_m$; $\tilde{s}'_m$ |
| $a_m = p' - s' - (L' - \tilde{s}'_m)\cos\tilde{\sigma}'_p$ | $L' - s'$; $-(L' - \tilde{s}'_m)\cos\tilde{\sigma}'_p$; $a'_m$; $b'_m$ |
| $b'_m = -(L' - \tilde{s}'_m)\sin\tilde{\sigma}'_p$ | |

*Tabelul 1.11.* **Astigmatismul sistemelor optice în raport cu planul Gaussian (fig. 1.38, *b*) pentru $s_m = s_s = -\infty$**

a. *Dioptrul sferic refractant :* $db' = -n^2 \sin^2\tilde{i}_p \cos\tilde{\sigma}'_p/n'\psi$

Se observă că $db' = 0$ pentru $\tilde{i}_p = 0$, adică pentru $p = r$.

b. *Dioptrul plan refractant :* $r = \infty$; $\psi = 0$; $db' = -n^2 f'\tilde{i}_p^2/n'^2$

Pentru unghiuri $i'_p$ mici rezultă $db' = -\left[\dfrac{n(p-r)}{n'r}\right]\sigma_p^2 f'$.

c. *Oglinda curbă :* $db' = f' i_p^2 = -\left(\dfrac{p-r}{r}\right)^2 \sigma_p^2 f'$.

d. *Lentila infinit subțire :* $db' = -\dfrac{\sin^2\tilde{i}_p \cos\tilde{i}_p}{\psi_1 + \psi_2}$

$$\psi_1 + \psi_2 = \frac{n\cos\tilde{i}'_p - \cos\tilde{i}_p}{r_1} + \frac{\cos\tilde{i}_p - n\cos\tilde{i}'_p}{r_2} = \frac{\varphi'}{n-1}(n\cos\tilde{i}'_p - \cos\tilde{i}_p).$$

Pentru unghiuri $i_p$ mici: $db' = -f' \operatorname{tg} \sigma_p^2$.

e. *Lame plan-paralele și prisme.* $db' = d(n^2 - 1)\sigma_p^2/n^3$

### 1.5.5. Curbura de cîmp

1.5.5.1. *Curbura de cîmp și coeficientul lui Petzval.*

$$\mathcal{C} = \mathcal{P} - 2\mathcal{A} = (1/n'R'_s - 1/n'R'_m)/2\,; \tag{1.144}$$

$$\mathcal{P} = \sum_{j=1}^{k} -\frac{1}{n_{j-1}} \cdot \frac{n_{j+1} - n_{j-1}}{n_{j+1} r_j} - \sum_{j=1}^{k} \rho_j \left( \frac{1}{n_{j+1}} - \frac{1}{n_{j-1}} \right); \tag{1.145}$$

$$\mathcal{P} = \sum_{j=1}^{k} \rho_j \left( \frac{n_{j-1} - 1}{n_{j-1}} - \frac{n_{j+1} - 1}{n_{j+1}} \right); \tag{1.146}$$

$$\mathcal{P} = -\sum \frac{\varphi'}{n} = \frac{\varphi'_0}{n_0} + \frac{\varphi'_2}{n_2} + \dots + \frac{\varphi'_{k+1}}{n_{k+1}}. \tag{1.147}$$

În formulele de mai sus, $R'_s$ și $R'_m$ reprezintă razele de curbură ale suprafețelor imagine sagitală și respectiv meridiană, iar $\mathcal{P}$ este coeficientul lui Petzval.

Curbura de cîmp $\mathcal{C} = 0$ atunci cînd $\mathcal{P} = \mathcal{A} = 0$.

1.5.5.2. *Coeficienții $\mathcal{A}$ și $\mathcal{P}$ pentru diferite sisteme.*

a. *Lame plan-paralele :*

$$\mathcal{A} = -\frac{n^2 - 1}{n^3} \cdot \frac{d}{(s - p)_1^2}; \quad \mathcal{P} = 0\,; \tag{1.148}$$

$$\mathcal{C}_{medie} = \mathcal{P} - 2\mathcal{A} = \frac{2(n^2 - 1)\,d}{n^3 (s - p)^2}. \tag{1.149}$$

Pentru obiecte plane și lame (prisme), situate în aer razele de curbură ale suprafețelor imagine sînt:

$$R'_s = (s - p)^2 n^3 / d(n^2 - 1); \quad R'_m = (s - p)^2 n^3 / (n^2 - 1)\,3d = R'_s/3.$$

b. *Oglinda deformată.*

$$\mathcal{P} = \frac{1}{r} \Delta \left( \frac{1}{n} \right) = \frac{1}{r} [-1 - (+1)] = -\frac{2}{r} = +\varphi'. \tag{1.150}$$

Pentru $s = -\infty$, $p = r$.

c. *Oglinda sferică.*

$$\mathcal{P} = \varphi'; \text{ Dacă } p = 0,\ \mathcal{A} = \varphi' \text{ și } \mathcal{P} - \mathcal{A} = 0. \tag{1.151}$$

d. *Două oglinzi sferice concave.*

$$P = \varphi + \varphi'; \ \mathcal{A} = \mathcal{P} - \left( \frac{h}{h'} \cdot P - \frac{h'}{h} \cdot P' \right) d\,; \tag{1.152}$$

$$P = kh \left( Q + \frac{\varphi'^3}{4} \cdot \varepsilon \right); \quad P' = k'h' \left( Q' + \frac{\varphi'^3}{4} \varepsilon \right); \tag{1.153}$$

$$\frac{k'}{h'} - \frac{k}{h} = -\frac{d}{hh'}.$$

e. *Lentile infinit subțiri.*

$$\mathcal{A} = h^2k^2Q^* - 2hk\,P + \Sigma\varphi'; \tag{1.154}$$

$$\Sigma\varphi' = \sum_{j=1}^{3} \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_j = \frac{\xi_1'}{1} - \frac{\xi_1}{1} + \frac{\xi_3'}{1} - \frac{\xi_3}{n}; \quad \xi_3 = \xi_1'. \tag{1.155}$$

Cînd diafragma este situată în planul principal:

$$k = p = 0; \quad \mathcal{A} = \varphi' \tag{1.156}$$

$$\rho_s = 1/R_s' = \mathcal{P} - \mathcal{A} = -\varphi'(n+1)/n;$$

$$\rho_m = 1/R_m' = \mathcal{P} - 3\mathcal{A} = -\varphi'(3n+1)/n. \tag{1.157}$$

f. *Simplete.*

$$\mathcal{A} = h^2k^2\Sigma Q^* - 2h\Sigma P + \Sigma\varphi'. \tag{1.158}$$

Astigmatismul și curbura de cîmp sînt minime atunci cînd

$$\mathcal{A}_{min} = -\frac{\varphi'}{4n-1} \quad \text{și} \quad \mathcal{C}_{min} = \frac{1-2n}{n(4n-1)}\varphi'. \tag{1.159}$$

### 1.5.6. Distorsiunea

Distorsiunea apare la reprezentarea obiectelor extraaxiale cu fascicule înguste, deoarece reprezentarea pupilelor are loc cu sistemul necorectat de aberațiile de sfericitate (care sînt corectate doar pentru planele obiect și imagine).

1.5.6.1. *Condiția generală de ortoscopie.* Din fig. 1.39 se poate deduce condiția generală de ortoscopie:

$$\frac{\operatorname{tg}\tilde{\sigma}_{p1}'}{\operatorname{tg}\tilde{\sigma}_{p1}} = \frac{(s-\tilde{p}_1)(s'-\tilde{p}_2')}{(s'-\tilde{p}_1')\cdot(s-\tilde{p}_2)}\cdot\frac{\operatorname{tg}\tilde{\sigma}_{p2}'}{\operatorname{tg}\tilde{\sigma}_{p2}}. \tag{1.160}$$

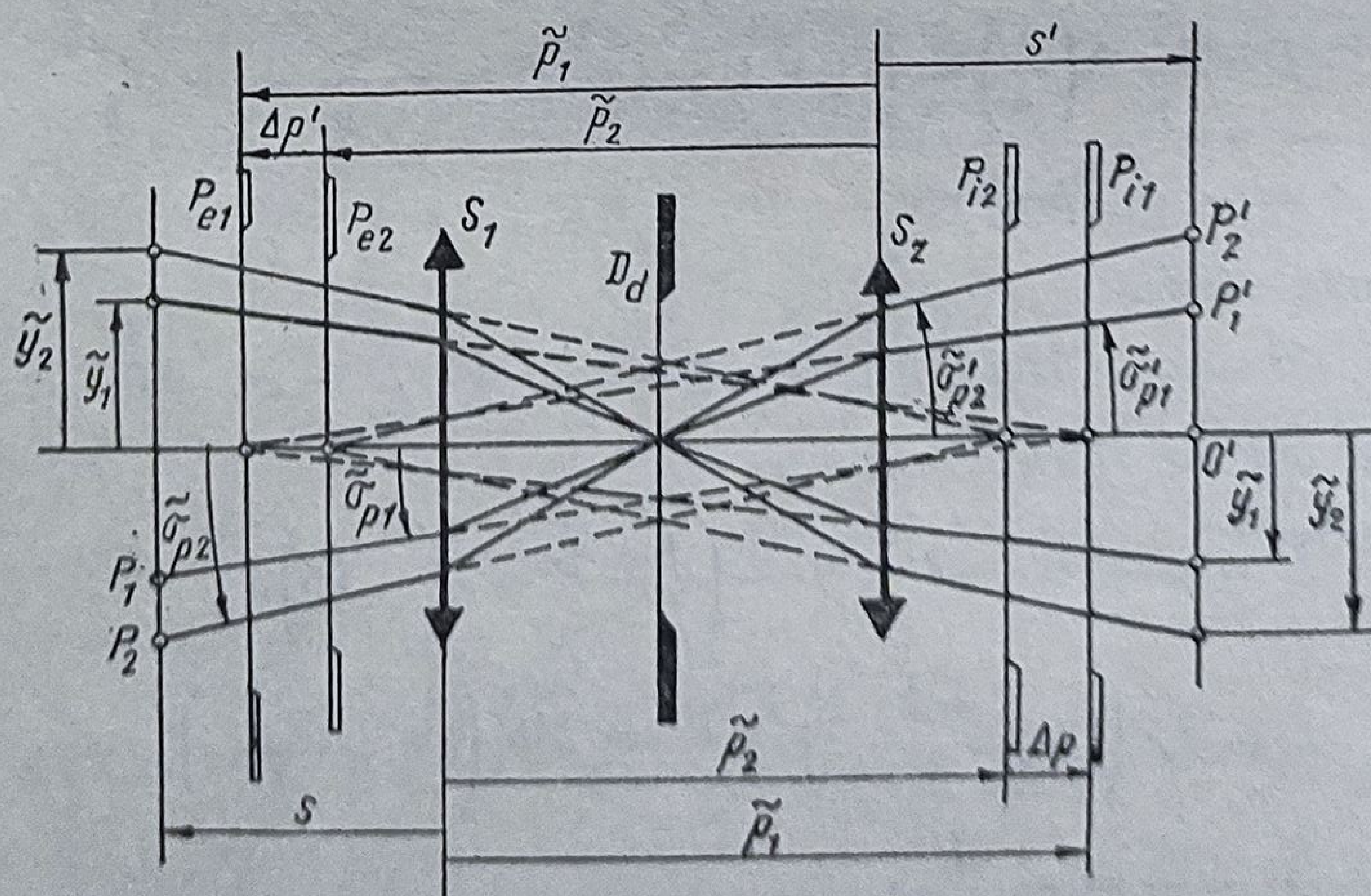



Fig. 1.39. Schemă pentru deducerea condiției generale de ortoscopie.

Distorsiunea dată de un dioptru este

$$\frac{d\beta'}{\beta'}=\frac{K_0^2}{2}\left\{hk\left[Q_p^2\Delta\left(\frac{1}{np}\right)+\frac{\varepsilon}{r_0^3}\Delta(n)\right]-\frac{1}{r}Q_p\Delta\left(\frac{1}{n}\right)\right\},\quad \text{sau}$$

$$\frac{d\beta'}{\beta'}=\frac{K_0^2}{2}\left\{hk\left[Q_s^2\Delta\left(\frac{1}{ns}\right)+\frac{\varepsilon}{r_0^3}\Delta(n)\right]\right\}+$$
$$+\frac{K_0^2}{2}\left[\left(-3Q_s+\frac{3}{hk}\right)\Delta\left(\frac{1}{ns}\right)-\left(\frac{Q_s}{hk}-\frac{1}{h^2k^2}\right)\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)\right]. \qquad (1.161)$$

1.5.6.2. *Distorsiunea dată de un sistem alcătuit din k dioptri.*

$$\frac{d\beta'}{\beta'}=\frac{1}{2}n_0^2\,\mathrm{tg}\,\tilde{\sigma}_{p1}^2\mathcal{D}, \qquad (1.162)$$

în care coeficientul lui Seidel pentru distorsiune este dat de expresiile:

$$\mathcal{D}=\sum_{j=1}^{k}\left[h_jk_j^3Q_{pj}^2\Delta\left(\frac{1}{np}\right)_j-k^2\frac{Q_{pj}}{r_j}\Delta\left(\frac{1}{n}\right)_j\right]; \qquad (1.163)$$

$$\mathcal{D}=\sum_{j=1}^{k}\left[h_jk_j^3Q_{pj}^2\Delta\left(\frac{1}{ns}\right)_j-k_j^2Q_{pj}\Delta\left(\frac{1}{n_p}\right)_j\right]; \qquad (1.164)$$

$$\mathcal{D}=\sum_{j=1}^{k}\left\{hk^3\left[Q_p^2\Delta\left(\frac{1}{np}\right)_j+\frac{\varepsilon}{r^3}\Delta(n)\right]-k^2\frac{Q_p}{r}\Delta\left(\frac{1}{n}\right)\right\}. \qquad (1.165)$$

Dacă obiectul este situat în planul focal obiect ($s=\tilde{f}$), $s'=+\infty$ și pupila de ieșire nu influențează distorsiunea. Cînd diafragma de deschidere este situată în fața sistemului, mărirea unghiulară pentru pupile este

$$\gamma_p=\mathrm{tg}\,\tilde{\sigma}'_p/\mathrm{tg}\,\tilde{\sigma}_p=nh(s-\tilde{p})/n'h's \text{ (condiția lui AIRY).}$$

Distorsiunea este nulă atunci cînd sistemul optic este simetric față de diafragma de deschidere: $(s'-\tilde{p}')/(s-\tilde{p})=$ constant și $\beta'=-1$. Distorsiunea se consideră negativă pentru $d\beta'/\beta'<0$ și pozitivă pentru $d\beta'/\beta'>0$.

1.5.6.3. *Coeficientul distorsiunii pentru diferite sisteme.* a. *Oglinda sferică concavă.* Oglinda sferică formează imagini nedistorsionate atunci cînd: diafragma $D_a$ este situată în centrul de curbură sau în vîrful dioptrului reflectant. În aceste cazuri imaginea este corectată simultan de astigmatism și coma. Pentru alte poziții $dy'/y'<0$ (distorsiune negativă, în formă de butoi).

b. *Lama plan-paralelă*

$$\mathcal{D}=\frac{1}{p-s}\cdot\frac{n^2-1}{n^3}d;\ dy'=-\frac{1}{2}\frac{n^2-1}{n^3}\left(\frac{y}{s-p}\right)^3\cdot d. \qquad (1.166)$$

c. *Lentile infinit subțiri*

$$\mathcal{D} = \frac{k}{h}\left[h^2k^2Q^* - 3hk\,P + \left(3 + \frac{1}{n}\right)\varphi'\right]; \tag{1.167}$$

$$\mathcal{D} = hk^3 \sum_1^3 Q_p^2 \Delta\left(\frac{1}{np}\right) - h^2 \sum_1^3 \frac{1}{r} Q_p \Delta\left(\frac{1}{n}\right)\Big]; \tag{1.168}$$

$$\mathcal{D} = hk^2 Q_p + k^2 P_p + 2k^2 \varphi' \tau_p, \tag{1.169}$$

$\tau_p$ fiind proximitatea pupilară medie (v. ec. 1.118).

d. *Simplete.*

$$\mathcal{D} = \frac{k}{h}[h^2k^2\Sigma Q^* - 3hk + 3\Phi - P]. \tag{1.170}$$

### 1.5.7. Sumele lui Seidel

a. *Pentru* $s_1 \neq -\infty$.

$$\frac{dy'}{s_1\beta'} = \frac{1}{2}\frac{(X_1^2 + Y_1^2)Y_1 s_1^3}{n_0(p_1 - s_1)^3}\sum_{i=1}^k \mathrm{I}_j - \frac{1}{2}\frac{(X_1^2 + 3Y_1^2)\,ys_1}{(p_1 - s_1)^2}\sum_1^k \mathrm{II}_j +$$

$$+ \frac{1}{2}\frac{n_0 Y_1 y^2}{s_1(p_1 - s_1)}\sum_1^k \mathrm{III}_j - \frac{1}{2}\frac{n^2y^3}{s_1^3}\sum_1^k V_j; \tag{1.171, a}$$

$$\frac{dx'}{s_1\beta'} = \frac{1}{2}\frac{(X_1^2 + Y_1^2)X_1 s_1^3}{n_0(p_1 - s_1)^3}\sum_1^k \mathrm{I}_j - \frac{X_1 Y_1 y s_1}{(p_1 - s_1)^2}\sum_1^k \mathrm{II}_j +$$

$$+ \frac{1}{2}\frac{n_0 X_1 y^2}{s_1(p_1 - s_1)}\sum_1^k \mathrm{IV}_j. \tag{1.171, b}$$

b. *Pentru* $s_1 = -\infty$

$$dy' = -\frac{1}{2}Y_1(Y_1^2 + X_1^2)\sum_1^k \mathrm{I}_j + \frac{1}{2}(3Y_1^2 + X_1^2)\,\mathrm{tg}\,\sigma_p \sum_1^k \mathrm{II}_j -$$

$$-\frac{1}{2}Y_1\,\mathrm{tg}^2\,\sigma_p \sum_1^k \mathrm{III} + \frac{1}{2}\mathrm{tg}^3\,\sigma_p \sum_1^k V_j; \tag{1.172, a}$$

$$dx' = -\frac{1}{2}X_1(Y_1^2 + X_1^2)\sum_1^k \mathrm{I}_j + Y_1 X_1\,\mathrm{tg}\,\sigma_p \sum_1^k \mathrm{II}_j -$$

$$-\frac{1}{2}X_1\,\mathrm{tg}^2\,\sigma_p \sum_1^k \mathrm{IV}. \tag{1.172, b}$$

Cele cinci sume reprezintă următoarele aberații:

a. *Aberațiile de sfericitate.*

$$\sum_1^k \mathrm{I}_j = \sum_1^k \mathbf{s}_j. \tag{1.173}$$

b. *Aberațiile de coma.*

$$\sum_1^k \mathrm{II} = \frac{1}{n_0} h_1 p_1 \sum_1^k \mathcal{S}_j + \sum_1^k \mathcal{B}_j. \tag{1.174}$$

c. *Astigmatismul.*

$$\sum_1^k \mathrm{III}_j = \frac{3}{n_0^3} (h_1 p_1)^2 \sum_1^k \mathcal{S}_j + \frac{6}{n_0} h_1 p_1 \sum_1^k \mathcal{B}_j + 3 \sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P}_j. \tag{1.175}$$

e. *Astigmatismul mediu.*

$$\frac{1}{2}\left(\sum_1^k \mathrm{III}_j - \sum_1^k \mathrm{IV}_j\right) = \frac{1}{n_0^2} (h_1 p_1)^2 \sum_1^k \mathcal{S}_j + \frac{2}{n_0} h_1 p_1 \sum_1^k \mathcal{B}_j + \sum_1^k \mathcal{A}_j. \tag{1.176}$$

f. *Curbura de cîmp.*

$$\sum_1^k \mathrm{IV}_j = \frac{1}{n_0^2} (h_1 p_1)^2 \sum_1^k \mathcal{S}_j + \frac{2}{n_0} h_1 p_1 \sum_1^k \mathcal{B}_j + \sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P}_j. \tag{1.177}$$

j. *Curbura medie.*

$$\frac{1}{2}\left(\sum_1^k \mathrm{III}_j + \sum_1^k \mathrm{IV}\right) = \frac{2}{n_0^2} (h_1 p_1)^2 \sum_1^k \mathcal{S}_j + \frac{4}{n_0} h_1 p_1 \sum_1^k \mathcal{B}_j + 2 \sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P}_j. \tag{1.178}$$

k. *Distorsiunea.*

$$\sum_1^k \mathrm{V}_j = \frac{1}{n_0^3} (h_1 p_1)^2 \sum_1^k \mathcal{S}_j + \frac{3}{n_0^3} (h_1 p_1)^2 \sum_1^k \mathcal{B}_j + \frac{1}{n_0} h_1 p_1 \left(3 \sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P}_j\right) + \sum_1^k \mathcal{D}_j. \tag{1.179}$$

Dacă $\frac{1}{2}\left(\sum_1^k \mathrm{III}_j + \sum_1^k \mathrm{IV}_j\right) = 0$ rezultă

$$\sum_1^k \mathrm{III}_j = \sum_1^k \mathrm{IV}_j = \sum_1^k \mathcal{P}_j. \tag{1.180}$$

$$\sum_1^k \mathrm{II}_j = 0 \rightarrow \frac{1}{p_1} = \frac{1}{s_1} + \frac{1}{n_0} \frac{\sum_1^k \mathcal{S}_j}{\sum_1^k \mathcal{B}_j} \quad \text{(condiția lui Fraunhofer);} \tag{1.181}$$

$$\sum_1^k \mathrm{III}_j = 0 \rightarrow \frac{1}{p_1} = \frac{1}{s_1} + \frac{1}{n_0} \cdot \frac{\sum_1^k \mathcal{S}_j}{\Sigma_j \mathcal{B} \pm \sqrt{\Sigma \mathcal{B}_j)^2 - \Sigma \mathcal{S}_j \left(\Sigma \mathcal{A}_j + \frac{1}{3} \Sigma \mathcal{P}_j\right)}}; \tag{1.182}$$

$$\sum_1^k \mathrm{IV}_j = 0 \rightarrow \frac{1}{p_1} = \frac{1}{s_1} + \frac{1}{n_0} \cdot \frac{\sum_1^k \mathcal{S}_j}{\sum_1^k \mathcal{B}_j \mp \sqrt{\left(\sum_1^k \mathcal{B}_j\right)^2 - \sum_1^k \mathcal{S}_j \left(\sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P}_j\right)}}; \quad (1.183)$$

$$\frac{1}{2}\left(\sum_1^k \mathrm{III}_j + \sum_1^k \mathrm{IV}_j\right) = \rightarrow 0 \; \frac{1}{p_1} = \frac{1}{s_1} + \frac{1}{n_0} \cdot$$

$$\cdot \frac{\sum_1^k \mathcal{S}_j}{\sum_1^k \mathcal{B}_j \mp \sqrt{(\Sigma \mathcal{B}_j)^2 - \sum_1^k \mathcal{S}_j \left(\sum_1^k \mathcal{A}_j + \frac{1}{2}\mathcal{P}\right)}}; \quad (1.184)$$

$$\frac{1}{2}\left(\sum_1^k \mathrm{III}_j - \sum_1^k \mathrm{IV}_j\right) = 0 \rightarrow \frac{1}{p_1} = \frac{1}{s_1} + \frac{1}{n_0} \cdot$$

$$\cdot \frac{\sum_1^k \mathcal{S}_j}{\sum_1^k \mathcal{B}_j \mp \sqrt{\left(\sum_1^k \mathcal{B}_j\right)^2 - \sum_1^k \mathcal{S}_j \sum_1^k \mathcal{A}_j}}. \quad (1.185)$$

Cînd pupila de intrare este situată în vîrful primului dioptru se poate serie:

aberația de sfericitate $\sum_1^k \mathrm{I}_j = \sum_1^k \mathcal{S}_j;$ (1.186)

aberația de coma $\sum_1^k \mathrm{II}_j = \sum_1^k \mathcal{B}_j;$ (1.187)

astigmatismul $\sum_1^k \mathrm{III} = 3\sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P}_j;$ (1.188)

curbura de cîmp $\sum_1^k \mathrm{IV} = \sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P};$ (1.189)

curbura medie $\left(\sum_1^k \mathrm{III}_j + \sum_1^k \mathrm{IV}_j\right)/2 = 2\Sigma\mathcal{A}_j + \Sigma\mathcal{P}_j;$ (1.190)

astigmatismul mediu $\left(\sum_1^k \mathrm{III}_j - \sum_1^k \mathrm{IV}_j\right)/2 = \Sigma\mathcal{A}_j;$ (1.191)

distorsiunea $\sum_1^k \mathrm{V} = \sum_1^k \mathcal{D}_j.$ (1.192)

# 2.

# Izvoare și receptoare de radiații

## 2.1. Etaloane de radiații

Etaloanele de radiații pot fi primare și secundare. Etaloane primare sînt: corpul negru și difuzorul perfect.

### 2.2.1. Corpul negru

Corpul negru, numit și radiator integral la o temperatură dată,este un corp ideal care absoarbe și emite toate radiațiile. Un asemenea corp poate fi realizat sub forma unei incinte bine izolată termic, astfel încît în interiorul acesteia să se realizeze un echilibru termo-dinamic; este prevăzută cu un orificiu. Etalonul primar de lumină utilizat în radiometrie, fotometrie, colorimetrie, spectroradiometrie și spectrofotometrie este corpul negru la temperatura de solidificare a platinei (2045 K), temperatură care constituie unul din punctele fixe secundare ale scării Internaționale Practice de Temperatură.

### 2.1.2. Difuzorul perfect

Acesta este un etalon de factor de reflexie sau de transmisie care reflectă sau, respectiv, transmite difuz și uniform totalitatea radiațiilor optice. Luminanța unui difuzor perfect nu depinde de direcția de observație.

Difuzorul perfect prin reflexie se numește difuzor lambertian. Între luminanță și emitanță există relația $L = E/\pi$. Luminanța unui corp sau a unei suprafețe care difuzează lumina cu factorul de reflexie $\rho$ este, conform legii lui Lambert, $L = \rho E/\pi$.

Difuzorul perfect prin reflexie se materializează prin depunerea oxidului de magneziu pe o placă din argint polisată pe care s-a depus în prealabil carbonat de magneziu.

O mostră etalon de factor de reflexie se poate realiza din sulfat de bariu sau din sticlă opală.

Difuzorul perfect prin transmisie se materializează cu o sticlă opală.

## 2.2. Legile radiației termice

Legile radiației termice sînt valabile perfect pentru corpul negru și aproximativ pentru alte corpuri.

### 2.2.1. Legea lui Pevost (1809)

Dacă două corpuri absorb cantități diferite de energie, emisia lor este diferită. Intensitatea emisiei unui corp este independentă de temperatura corpurilor din jur.

### 2.2.2. Legea lui Kirchhoff (1859)

Dacă în interiorul unei cavități se stabilește un echilibru termic, densitatea radiației este aceeași în orice punct al cavității; ea depinde numai de temperatură, ci nu de natura și proprietățile emisive ale corpurilor din interiorul cavității sau a pereților acesteia. Raportul dintre puterea de emisie $E$ și puterea de absorbție $A$, la aceeași temperatură, este aceeași pentru toate corpurile, indiferent de natura lor; el depinde numai de temperatura $T$ și frecvența $\nu$ a radiației: $E_\nu/A_\nu = f(\nu, T)$. Corpul negru are $A = 1$. Puterea de emisie spectrală $E_{\lambda, T}$ este raportul dintre densitatea spectrală a fluxului de energie radiantă emis de corp și aria corpului.

### 2.2.3. Legea lui Stefan (1879) — Boltzmann (1884)

Fiecare unitate de suprafață (cm²) a corpului negru emite la temperatura termodinamică $T$ (Kelvin), în unitatea de timp (s), în unghiul solid $2\pi$, radiația integrală $E = \sigma T^4$, în care $\sigma = 2\pi^5 k^4/15h^3c^3 = \pi^5 c_1/15c_2 = 5{,}672 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{Wm^{-2}}K^{-4}$ reprezintă constanta universală a lui Ștefan-Boltzmann (valabilă pentru corpul negru). Celelalte constante sînt:

$c_1 = 2hc^2 = 1{,}176 \cdot 10^{-16}\ \mathrm{Wm^2}$; $c_2 = hc/k = 1{,}438 \cdot 10^{-2}\ \mathrm{mK}$;

$h = 6{,}625 \cdot 10^{-27}$ ergs (constanta lui Planck);

$c = 2{,}998 \cdot 10^8\ \mathrm{ms^{-1}}$ (viteza luminii);

$k = 1{,}3804 \cdot 10^{-16}$ erg $\mathrm{K^{-1}}$ (constanta lui Boltzmann).

### 2.2.4. Legea lui Plank (1900)

Radiația emisă de un corp are distribuția energiei $E$ dependentă de lungimea de undă $\lambda$ și de temperatura termodinamică $T$ după legea:

$$E_{\lambda, T} = \frac{2c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{c_2/\lambda T} - 1}.$$

Reprezentarea grafică a mărimii $E_{\lambda, T}$ în dependenţa de $\lambda$ şi $T$ constituie distribuţia radiaţiei (fig. 2.1).

### 2.2.5. Legea lui W. Wien

a. *Legea deplasării (1893)*. Maximul distribuţiei spectrale $E_{\lambda, T}$ se deplasează cu creşterea temperaturii $T$ spre lungimile de undă $\lambda$ mici (v. fig. 2.1), astfel încît $\lambda_{max} T = const = 0{,}2898$ cm K.

b. *Legea distribuţiei spectrale (1896)*. Pentru calculul numeric al distribuţiei energiei spectrale $E_{\lambda, T}$ a unui radiator integral la temperatura $T$ şi lungimea de undă $\lambda$ se poate folosi legea redusă a radiaţiei (fig. 2.2):

$$F_{(\lambda, T)} = \frac{E_{\lambda, T}}{E_{max, T}} = \frac{\left(\frac{A}{\lambda T}\right)^5 (e^{c_2/A} - 1)}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} =$$

$$= 142{,}32\,(A/\lambda T)^5/(e^{c_2/\lambda T} - 1),$$

în care: $A = \lambda_{max} T = 0{,}2898$ cmK reprezintă constanta legii de deplasare a lui Wien şi $c_2 = hc/k = 1{,}438$ cmK a doua constantă de radiaţie a legii lui Plank.

Rezultă: $E_{max, T} = 4{,}065 \cdot 10^{-12} T^5$ [Wcm$^{-3}$K$^{-5}$].

Pentru calcule numerice, în multe cazuri, ecuaţia lui Planck pentru $E_{\lambda, T}$ poate fi înlocuită prin relaţii mai simple. În domeniul $\lambda T < 3$ mmK pentru $T < 4000$ K se poate neglija $-1$ în numitorul fracţiei. Se obţine suficient de precis

$$E_{\lambda, T} = \frac{2c_1}{\lambda^5} e^{-c_2/\lambda T}.$$

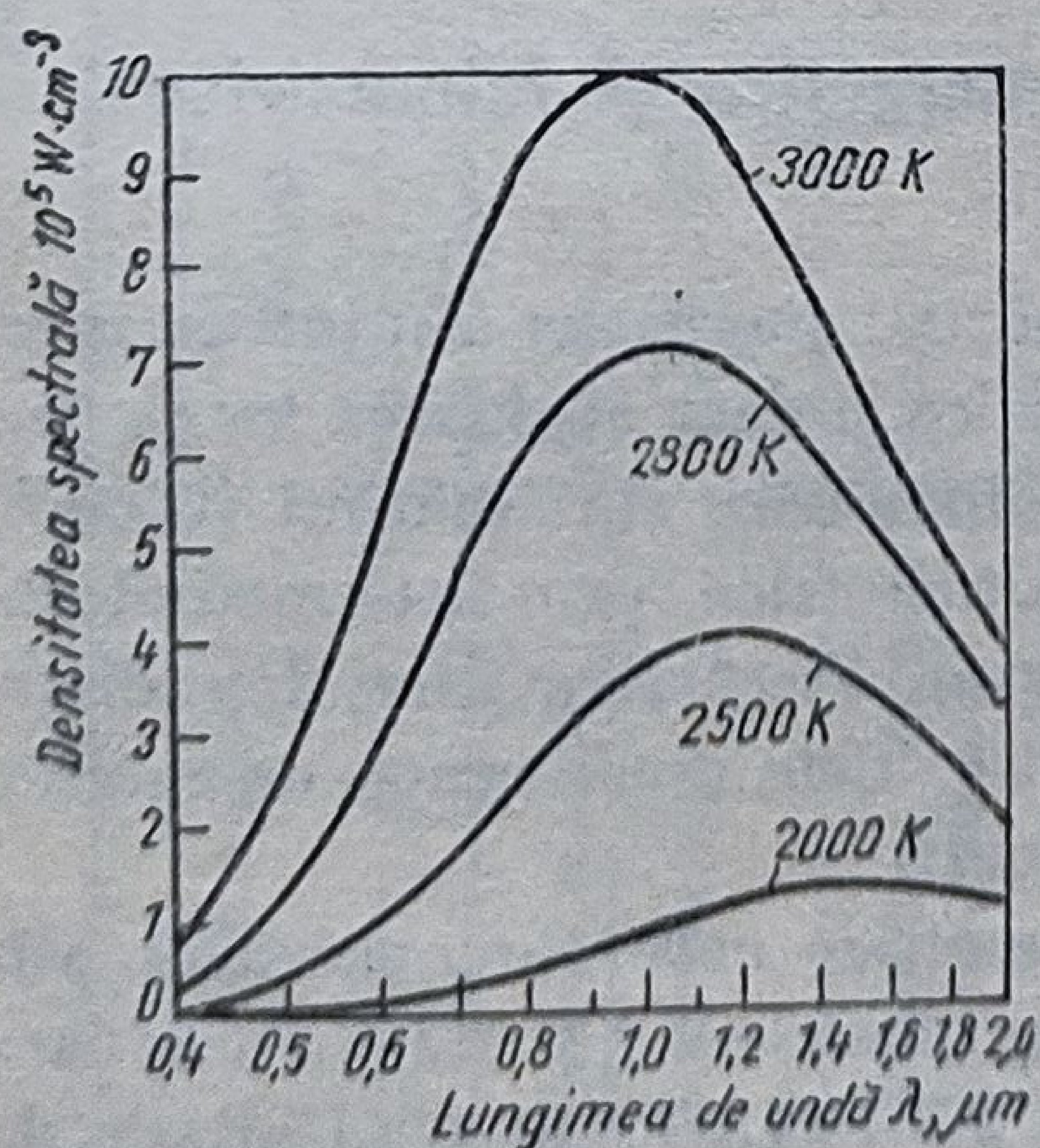



Fig. 2.1. Distribuţia spectrală a densităţii radiaţiei corpului negru după legea lui Planck.

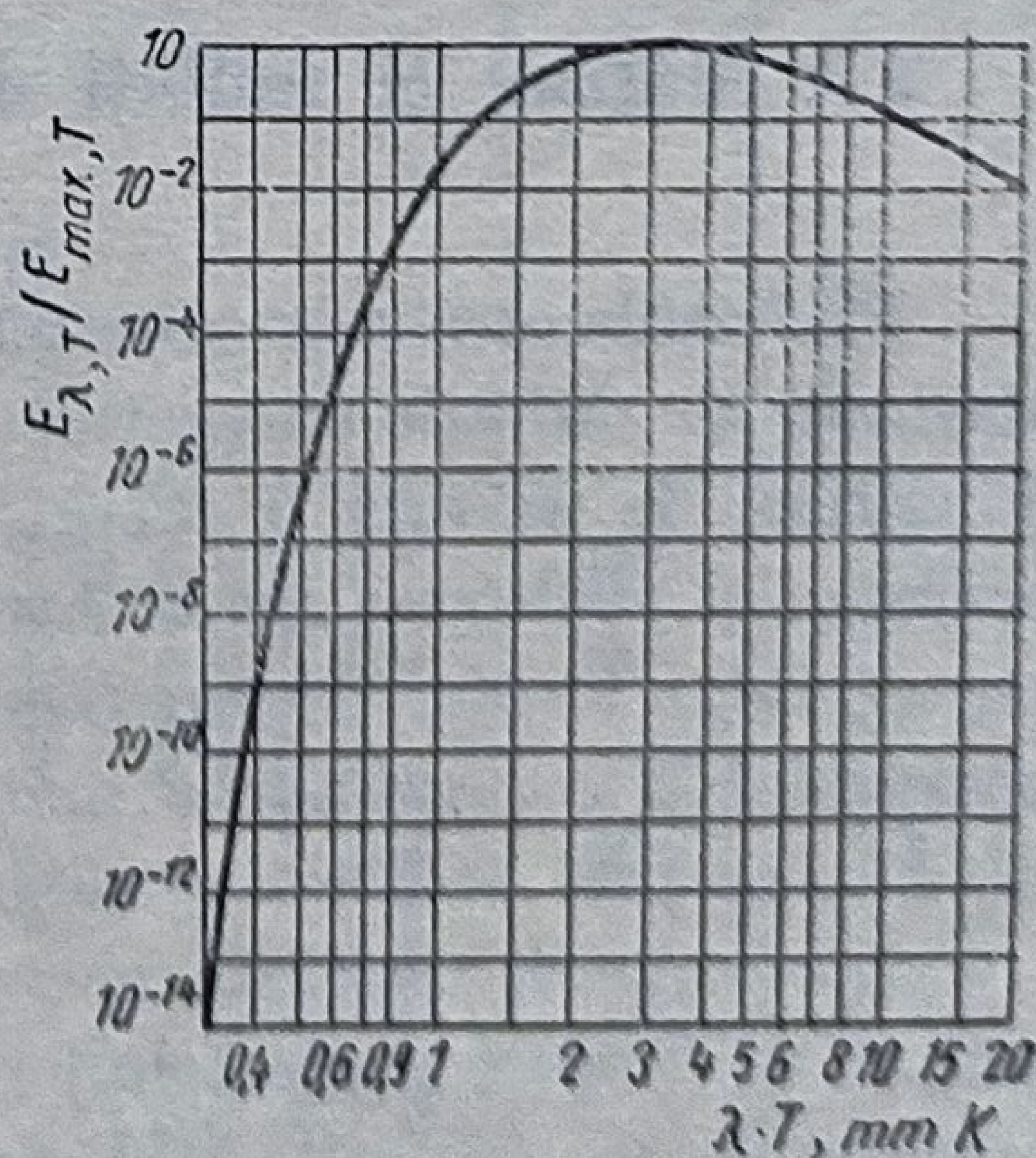



Fig. 2.2. Energia radiaţiei raportată la energia maximă în dependenţă de produsul $\lambda T$.

Această aproximaţie a fost dată de W. Wien în 1896 şi se numeşte legea a II-a a lui Wien. În domeniul infraroşu $\lambda T \gg c_2$, este valabilă legea Rayleigh-Jeans: $E_{\lambda, T} = T 2 c_1 / c_2 \lambda^4$.

### 2.2.6. Factorul de emisie (emisivitatea) $E_t$

Reprezintă raportul dintre puterea de emisie $E_t$ a unui corp real şi puterea de emisie $E_t^0$ a corpului negru la aceeaşi temperatură; acest raport depinde de lungimea de undă $\lambda$ şi de temperatură $T$. Pentru corpul negru $\varepsilon = 1$; pentru alte radiatoare $\varepsilon < 1$ şi, de cele mai multe ori, $\varepsilon$ depinde de $T$ şi $\lambda$. Radiatoarele pentru care $\varepsilon < 1$ însă nu depind de $\lambda$ într-un domeniu spectral larg, se numesc corpuri gri; ele au aceeaşi distribuţie spectrală ca corpul negru la aceeaşi temperatură, însă o radiaţie totală mai mică. Pentru corpurile gri $E = \varepsilon \sigma T^4$. Pentru corpurile negre (selective) se poate determina distribuţia spectrală cu formula lui Planck, în care, în locul lui $T$ se introduce $T'$, dedusă din $T$.

### 2.2.7. Distribuţia energiei radiante

Pentru fiecare frecvenţă $0 \leqq \nu \leqslant \infty$ pe 1 cm³ este dată de ecuaţia

$$U(\nu)\, d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}\, d\nu = \frac{8\pi}{(hc)^3} \cdot \frac{E_\nu}{e^{E\nu/kT} - 1} \cdot dE_\nu.$$

în care $k = 1{,}3807 \cdot 10^{-16}$ erg $T^{-1}$ reprezintă constanta lui Ştefan-Boltzmann.

## 2.3. Mărimi şi unităţi de radiaţie energetice şi fotometrice

Radiaţiile optice se caracterizează prin mărimi energetice sau fotometrice. Mărimile de radiaţie energetice sînt mărimi fizice şi deci evaluarea lor se face în unităţi de măsură a energiei. Mărimile fotometrice sînt mărimi fizico-fiziologice şi evaluarea lor se face în unităţi fotometrice, prin intermediul observatorului fotometric universal (corpul negru). Fiecărei mărimi de radiaţie energetică îi corespunde o mărime fotometrică. Cele două grupe de mărimi se disting prin indicii $e$ (energetic) şi $v$ (vizual).

Mărimile de radiaţie energetice şi fotometrice care caracterizează atît sursele de lumină şi efectele lor sînt redate în tabelele 2.1 şi 2.2, iar cele care caracterizează corpurile sînt date în tabelul 2.3 (STAS 740-67). Unitatea de măsură fundamentală proprie fotometriei este candela cd, iar legătura dintre mărimile energetice şi fotometrice se face prin fluxul luminos.

*Tabelul 2.1.* **Mărimi şi unităţi de radiaţie energetice**

| Nr. crt. | Mărimea | | | | Unitatea de măsură | | Observaţii |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Denumirea | Simbol | Relaţie de definiţie | Dimensiune | Denumire | Simbol | |
| 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| 1 | Energie radiantă | $Q_e, Q, W$ | — | $L^2T^{-2}M$ | joule | J | — |
| 2 | Flux energetic | $\Phi_e, \Phi, P\ (F_e, F)$ | $\Phi_e = \frac{dQ_e}{dt}$ | $L^2T^{-3}M$ | watt | W | — |
| 3 | Randament energetic (al unei surse de diaţie) | $\eta_e, \eta$ | $\eta_e = \frac{\Phi_e}{P}$ | — | — | — | — |
| 4 | Intensitate energetică (a unei surse de radiaţie sau a unui element al sursei într-o direcţie dată | $I_e, I$ | $I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}$ | $L^2T^{-3}M$ | watt pe steradian | W/sr | — |
| 5 | Luminanţă energetică (într-o direcţie, într-un punct al suprafeţei unei surse de radiaţie sau al unui receptor sau într-un punct de pe traiectoria fasciculului de radiaţie) | $L_e, L(B)$ | $L_e = \frac{d^2\Phi}{d\Omega\, dA\, \cos\theta}$ | $T^{-2}M$ | watt pe metru pătrat-steradian | $W/(m^2 \cdot sr)$ | — |
| 6 | Flux energetic superficial (într-un punct al unei suprafeţe) | $\Phi_{e,s}$ | $\Phi_{e,s} = \frac{d\Phi_e}{dA}$ | $T^{-3}M$ | watt pe metru pătrat | $W/m^2$ | — |
| 7 | Emitanţă energetică într-un punct al unei suprafeţe) | $M_e, M$ | $M_e = \frac{d\Phi_e}{dA} = \int L_e \cos\theta\, d\Omega$ | $T^{-3}M$ | watt pe metru pătrat | $W/m^2$ | — |

*Tabelul 2.1.* (continuare)

| 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 8 | Iluminare energetică (într-un punct al unei suprafețe) | $E_e$, $E$ | $E_e = \frac{d\Phi_e}{dA}$ | $T^{-3}M$ | watt pe metru pătrat | W/m² | — |
| 9 | Expunere (cantitate de iluminare) energetică | $H_e$, $H$ | $H_e = \frac{d\Phi_e}{dA} = \int E_e\, dt$ | $T^{-2}M$ | joule pe metru pătrat | J/m² | — |
| 10 | Eficacitate luminoasă relativă spectrală (a unei radiații monocromatice de lungime de undă λ) | $V(\lambda)$ (pentru vederea diurnă); $V'(\lambda)$ (pentru vederea crepusculară) | $V(\lambda) = \frac{\Phi_{e, \lambda m}}{\Phi_{e, \lambda}}$ | — | — | — | Valorile eficacității luminoase relative spectrale sînt date în STAS 740-67. Valorile eficacității luminoase relative spectrale în vederea diurnă $V(\lambda)$ au fost admise de Comisia Internațională de Iluminat (C.I.E.) în 1924 și adoptate de Comitetul Internațional de Măsuri și Greutăți în 1933. Valorile eficacității luminoase relative spectrale în vedere crepusculară $V'(\lambda)$ au fost admise provizoriu de C.I.E. în 1951. (v. și STAS 2849-67) |

*Tabelul* 2.2. **Mărimi și unități de radiație fotometrice**

| Nr. crt. | Denumirea | Mărimea | | | Unitatea de măsură | | Observații |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | Simbol | Relație de definiție | Dimensiune | Denumire | Simbol | |
| 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| 1 | Flux luminos | $\Phi_v$, $\Phi$ $(F_v, F)$ | $\Phi_v = K_m \int \frac{d\Phi_e}{d\lambda} V(\lambda)\, d\lambda$ | $J$ | Lumen | lm | — |
| 2 | Cantitate de lumină; energie luminoasă | $Q_v$, $Q$ | $Q_v = \int \Phi_v\, dt$ | $TJ$ | lumen-secundă | lm s | — |
| 3 | Eficacitate luminoasă a unei radiații | $K$ | $K = \frac{\Phi_v}{\Phi_e}$ | $L^{-2}T^{-3}MJ$ | Lumen pe watt | lm/W | Eficacitatea luminoasă spectrală a unei radiații este dată de relația: $K(\lambda) = K_m V(\lambda)$ în care: $K_m$ — eficacitatea luminoasă spectrală maximă; $V(\lambda)$ — eficacitatea luminoasă relativă spectrală |
| 4 | Eficacitate luminoasă relativă (a unei radiații complexe) | $V$ | $V = \frac{\int_0^\infty \Phi_{e,\lambda} V(\lambda)\, d\lambda}{\int_0^\infty \Phi_{e,\lambda}\, d\lambda} = \frac{K}{K_m}$ | — | — | — | — |
| 5 | Eficacitatea luminoasă a unei surse de lumină | $\eta_v$, $\eta$ | $\eta_v = \frac{\Phi_v}{P}$ | $L^{-2}T^{-3}M^{-1}J$ | Lumen pe watt | lm/W | — |

*Tabelul 2.2.* (continuare)

| 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 6 | Intensitate luminoasă (a unei surse de lumină sau a unui element al unei surse, într-o direcție dată) | $I_v$, $I$ | $I_v = \frac{\mathrm{d}\Phi_v}{\mathrm{d}\Omega}$ | $J$ | Candelă | cd | 1 cd = 1 lm · $sr^{-1}$ |
| 7 | Luminanță (într-o direcție dată, într-un punct al suprafeței unei surse de lumină sau al unui receptor sau pe traiectoria unui fascicul) | $L_v$, $L$ | $L_v = \frac{\mathrm{d}^2\Phi_v}{\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}A \cos\theta}$ | $L^{-2}J$ | Candelă pe metru pătrat sau nit | cd/$m^2$ sau nt | 1 cd/$m^2$ = 1 nt |
| 8 | Flux luminos superficial (într-un punct al unei suprafețe) | $\Phi_{v,s}$ | $\Phi_{v,s} = \frac{\mathrm{d}\Phi_v}{\mathrm{d}A}$ | $L^{-2}J$ | Lumen pe metru pătrat | lm/$m^2$ | — |
| 9 | Emitanță (într-un punct al unei suprafețe) | $M_v$, $M$ | $M_v = \frac{\mathrm{d}\Phi_v}{\mathrm{d}A}$ | $L^{-2}J$ | Lumen pe metru pătrat | lm/$m^2$ | — |
| 10 | Iluminare (într-un punct al unei suprafețe) | $E_v$, $E$ | $E_v = \frac{\mathrm{d}\Phi_v}{\mathrm{d}A}$ | $L^{-2}J$ | Lux | lx | 1 lx = 1 lm · $m^{-2}$ |
| 11 | Expunere; cantitate iluminare | $H_v$, $H$ | $H_v = \frac{\mathrm{d}\Phi_v}{\mathrm{d}A} \int = E_v\,\mathrm{d}t$ | $L^{-2}TJ$ | Lux-secundă | lxs | — |

*Tabelul* 2.3. **Mărimi şi unităţi de radiaţie energetice şi fotometrice ale corpurilor**

| Nr. crt. | Denumirea | Mărimea | | | Unitatea de măsură | | Observaţii |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | Simbol | Relaţie de definiţie | Dimensiune | Denumire | Simbol | |
| 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| 1 | Factor de reflexie | $\rho_l, \rho_v, \rho$ | $\rho = \frac{\Phi_\rho}{\Phi}$ | — | — | — | În cazul reflexiei mixte, factorul de reflexie se poate divide în 2 părţi:<br>— factorul de reflexie regulată ($\rho_r$) şi<br>— factorul de reflexie difuză ($\rho_d$)<br>($\rho = \rho_r + \rho_d$) |
| 2 | Reflectivitate | $\rho_\infty$ | — | — | — | — | V. STAS 2849-67 |
| 3 | Densitate optică prin reflexie | $D_r$ | $D_r = -\lg \rho$ | — | — | — | — |
| 4 | Factor de transmisie | $\tau_e, \tau_v, \tau$ | $\tau = \frac{\Phi_\tau}{\Phi}$ | — | — | — | În cazul transmisiei mixte, factorul de transmisie se poate divide în două părţi:<br>— factorul de transmisie regulată ($\tau_r$) şi<br>— factorul de transmisie difuză ($\tau_d$).<br>($\tau = \tau_r + \tau_d$) |
| 5 | Factor de transmisie internă (al unei plăci omogene nedifuzante, pentru o radiaţie monocromatică de lungime de undă λ) | $\tau_i(\lambda)$ | $\tau_i(\lambda) = \frac{\Phi_\tau(\lambda)}{\Phi(\lambda) - \Phi_\rho(\lambda)}$ | — | — | — | Factorul de transmisie internă depinde de unghiul de incidenţă a radiaţiei |

*Tabelul* 2.3 (continuare)

| 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 6 | Transmisivitate (a unui mediu absorbant, pentru o radiație monocromatică de lungime de undă λ) | — | — | — | — | — | V. STAS 2849-67 |
| 7 | Opacitate | $O$ | $O = \frac{1}{\tau}$ | — | — | — | — |
| 8 | Densitate optică; înnegrire | $D$ | $D = -\lg \tau$ | — | — | — | — |
| 9 | Densitate optică internă; extincție zecimală | $D_i(\lambda)$ | $D_i(\lambda) = -\lg \tau_i(\lambda) = \lg \frac{1}{\tau_i(\lambda)}$ | — | — | — | Densitatea optică internă depinde de unghiul de incidență a radiației |
| 10 | Factor de absorbție | $\alpha_e, \alpha_v, \alpha$ | $\alpha = \frac{\Phi_\alpha}{\Phi}$ | — | — | — | Factorul de absorbție depinde, în general, de modul de iradiere sau de iluminare, de compoziția spectrală și de starea de polarizație a radiației incidente |
| 11 | Factor de absorbție internă (al unei plăci omogene nedifuzante, pentru o radiație monocromatică de lungime de undă λ) | $\alpha_i(\lambda)$ | $\alpha_i(\lambda) = \frac{\Phi_\alpha(\lambda)}{\Phi(\lambda) - \Phi_\rho(\lambda)}$ | — | — | — | Factorul de absorbție internă depinde de unghiul de incidență a radiației. $\alpha_i + \tau_i = 1$ |
| 12 | Absorbtivitate (a unui mediu absorbant, pentru o radiație monocromatică de lungime de undă λ) | — | — | — | — | — | V. STAS 2849-67 |

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 13 | Coeficient de atenuare liniară (al unui mediu absorbant și difuzant, pentru un fascicul cvasiparalel de radiații monocromatice de lungime de undă λ) | $\mu(\lambda)$ | $\mu(\lambda) = \frac{-\frac{d\Phi_\lambda}{\Phi_\lambda}}{dl}$ | $L^{-1}$ | Metru la puterea minus unu | $m^{-1}$ | — |
| 14 | Coeficient de atenuare masică (al unui mediu absorbant și difuzant, pentru un fascicul cvasiparalel de radiații monocromatice de lungime de undă λ) | $\mu_\rho(\lambda)$ | $\mu_\rho(\lambda) = \frac{\mu(\lambda)}{\rho}$ | $L^2M^{-1}$ | Metru pătrat pe kilogram | $m^2/kg$ | — |
| 15 | Coeficient de absorbție liniară (al unui mediu absorbant, pentru o radiație monocromatică de lungime de undă λ) | $a(\lambda)$ | $a(\lambda) = \frac{\alpha_i(\lambda)}{dl}$ | $L^{-1}$ | Metru la puterea minus unu | $m^{-1}$ | — |
| 16 | Coeficient de absorbție masică (al unui mediu de absorbție, pentru o radiație monocromatică de lungime de undă λ) | $a_\rho(\lambda)$ | $a_\rho(\lambda) = \frac{a(\lambda)}{\rho}$ | $L^2M^{-1}$ | Metru pătrat pe kilogram | $m^2/kg$ | — |
| 17 | Factor de difuzie (al unei suprafețe difuzante prin reflexie sau prin transmisie) | $\sigma$ | $\sigma = \frac{L_{20°} + L_{70°}}{2\,L_{50°}}$ | — | — | — | Factorul de difuzie dă indicații asupra repartiției spațiale a fluxului difuzat. Este egal cu 1 pentru toate difuzoarele ortotrope, oricare ar fi valoarea factorului de reflexie difuză. Modul acesta de definire a factorului de difuzie este aplicabil numai materialelor ale căror indicatoare de difuzie nu diferă în mod apreciabil de cea a sticlelor fără luciu și opale uzuale (C. I. E. 1935 și 1939) |

| 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 18 | Unghi de înjumătățire (pentru o suprafață difuzantă prin reflexie sau transmisie) | $\gamma$ | – | – | – | – | Caracterizarea difuziei se face cu ajutorul factorului de difuzie ($\sigma$), în cazul materialelor puternic difuzante și al unghiului de înjumătățire ($\gamma$), în cazul materialelor slab difuzante. (v. și STAS 2849-67) |
| 19 | Indice de refracție (al unui mediu, pentru o radiație monocromatică de lungime de undă $\lambda$) | $n(\lambda)$ | – | – | – | – | Indicele de refracție este egal cu raportul dintre sinusul unghiului de incidență ($\theta_1$) și al unghiului de refracție ($\theta_2$) la trecerea radiației care traversează suprafața dintre vid și mediu: $n = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2}$ (v. și STAS 2849-67) |
| 20 | Factor de luminanță energetică sau fotometrică (într-un punct al suprafeței unui corp neradiant prin el însuși, într-o anumită direcție, în condiții de iradiere sau iluminare date) | $\beta$, $\beta$, $\beta$ | – | – | – | – | (v. STAS 2849-67) |

„Candela cd este intensitatea luminoasă a unei surse de radiații care emite o radiație monocromatică cu frecvența $\nu = 540$ THz într-o direcție în care intensitatea radiației este 1/683 W/sr". Echivalentul fotometric pentru ochiul adaptabil este $K_m = I_v/I_e = 683$ cdW$^{-1}$sr $= 683$ lmW$^{-1}$. Prin urmare, o sursă cu puterea de 1 Wat care emite radiația monocromatică cu lungimea de undă $\lambda = 0{,}555$ μm dă un flux luminos $\varnothing = 683$ lm.

## 2.4. Propagarea fluxului luminos

Un element de suprafață $dA_1$, cu luminanța constantă $L$, emite sub unghiul solid $d\Omega_1$ fluxul luminos $d\Phi$. Receptorul cu suprafața $dA_2$ este situat la distanța $r$ față de izvorul $dA_1$. Dacă cele două suprafețe $dA_1$ și $dA_2$ sînt înclinate față de direcția $r$ astfel încît suprafețele normale sînt $dA_1 \cos \alpha_1$ și $dA_2 \cos \alpha_2$ se poate scrie: $d\Phi = L\, dA_1\, d\Omega_1 \cos \alpha_1 = L\, dA_2\, d\Omega_2 \cos \alpha_2$ (fig. 2.3). $L = d\Phi/dA_1\, d\Omega_1 \cos \alpha_1 = I/dA_1 \cos \alpha_1$; $E = d\Phi/dA_2 = L\, d\Omega_2 \cos \alpha_2 = L\, dA_1 \cos \alpha_1 \cos \alpha_2/r^2$; $E = I \cos \alpha_2/r^2$. La incidența normală, iluminarea este $E = I/r^2$cd/m$^2$. Dacă $l$ este lungimea filamentului sursei, relațiile de mai sus sînt valabile pentru $r > 5\, l$.

Dacă izvorul de radiații este situat în centrul unei sfere și luminanța $L = const$ (Radiatorul Lambert), se poate scrie: $\frac{d\Phi}{dA_1} = L 2\pi \int_0^{\alpha_1} \cos \alpha_1 \sin \alpha_1 \cdot d\alpha_1 = \pi L_1 \sin^2 \alpha_1$; $\frac{d\Phi_2}{dA_2} = \pi L \sin^2 \alpha_2$; $\alpha_1 = \pi/2$. Emisia specifică a radiatorului: $M = \pi L$. Deci se poate scrie: $E = \pi L \sin^2 \alpha_2 = M \sin^2 \alpha_2$. Dacă receptorul este o suprafață de 1m$^2$ de pe Pămînt și radiatorul este Soarele, atunci $E = 1{,}35$ kW/m$^2$ reprezintă constanta solară. Soarele se vede de pe Pămînt sub unghiul $2\Omega_2 = 32'$ și deci $u_2 = 16' = 4{,}3 \cdot 10^{-3}$. Emisia specifică este $M = E/\sin^2 \alpha = 1{,}36$ kW/m$^2$:$(4{,}7 \cdot 10^{-3})^2 = 6 \cdot 10^4$ kW/m$^2$.

Dacă $\rho$ este factorul de reflexie, între iluminarea $E$ și luminanța $L$ există relația $L = \rho E$. Intensitatea emisă de radiatorul Lambert este $I = \Phi/\Omega = \Phi/4\pi$. Pentru corpuri cilindrice se consideră intensitatea perpendiculară pe filament $I_0 \approx 0{,}8\, I_\perp$.

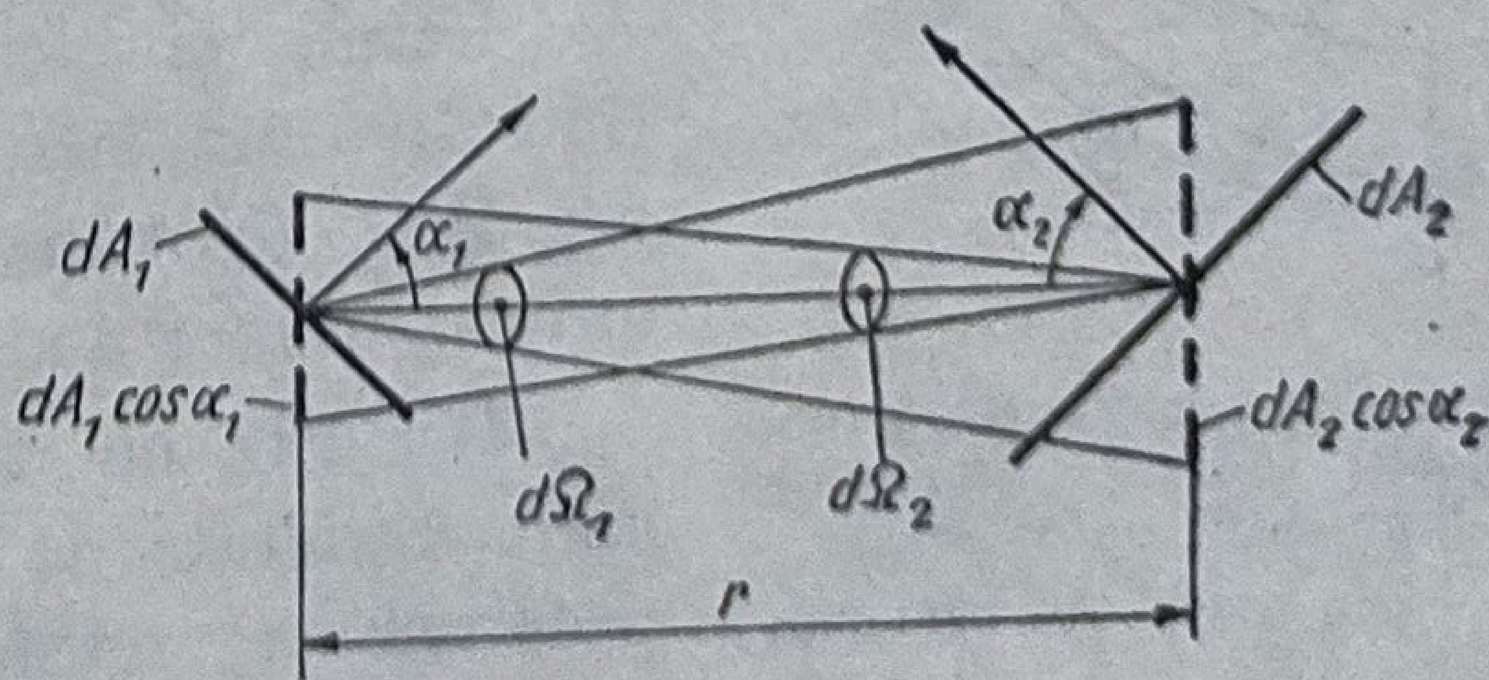



Fig. 2.3. Schemă pentru deducerea formulei fundamentale a fotometriei.

## 2.5. Izvoare de radiații

### 2.5.1. Lămpi cu incandescență

Aproape toate tipurile de becuri au filamentul din Wolfram; ele emit un spectru continuu (v. fig. 2.1) a cărui intensitate crește cu creșterea temperaturii.

Becurile opal și mate au diferite distribuții ale intensității luminoase (fig. 2.4).

Pentru a se putea obține anumite radiații globurile se colorează corespunzător. Tensiunile nominale folosite sînt: 6; 8; 12; 24; 42; 65; 110; 120; 125; 220; 230; 240 V.

Becurile cu tensiunea pînă la 65 V au puteri între 15 și 100 W, celelalte pînă la 2000 W.

Dacă tensiunea nominală crește cu 1%, durata de funcționare scade cu 12 . . . 16%. Cînd tensiunea nominală scade, se obține o creștere considerabilă a durabilității.

Tensiunea $U$ influențează nu numai durabilitatea $t$, ci și alți parametri importanți, spre exemplu puterea $P$ și fluxul luminos $\varnothing$. O variație a tensiunii cu $\pm 1\%$ provoacă o variație a fluxului luminos cu $\pm 3\%$ și a puterii cu $\pm 1{,}5\%$.

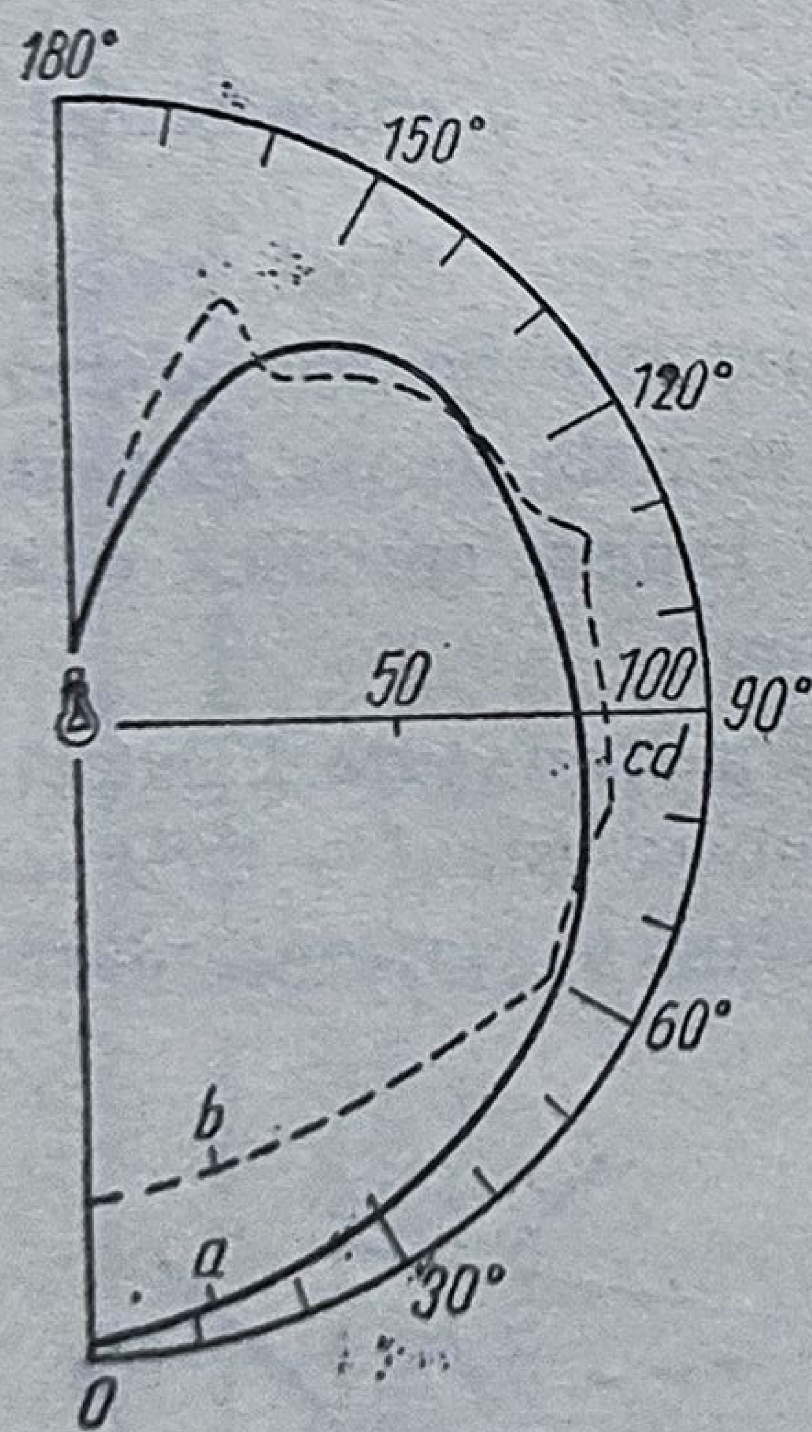



Fig. 2.4. Distribuția intensității radiației emise de filamentul de Wolfram: $a$—bec mat; $b$—bec clar.

Pentru temperaturi $T = 2000 \ldots 3655$ K lungimea de undă este $\lambda = (0{,}2 \ldots 0{,}7)$ μm.

Becurile cu tensiune înaltă (110, 120 V) nu se folosesc, deoarece suprafața sursei este neuniformă.

Becurile care funcționează la tensiuni joase (6, 12, 24 V) au filament gros, adică secțiune mare, fapt care permite micșorarea filamentului pînă ce acesta poate fi considerat punctiform.

Becurile electrice emit o lumină galbenă, aproape albă. Culoarea galbenă poate fi compensată cu un filtru albăstrui, iar uniformizarea se realizează cu lame mate sau filtre gri.

Forma și elementele constructive ale cîtorva tipuri de lămpi cu incandescență produse de industria R.D. Germane sînt redate în fig. 2.5, iar valorile parametrilor lor în tabelul 2.4.

Becurile cu tensiune joasă se folosesc la o mare varietate de aparate optice (microscoape, interferometre, refractometre, optimetre).

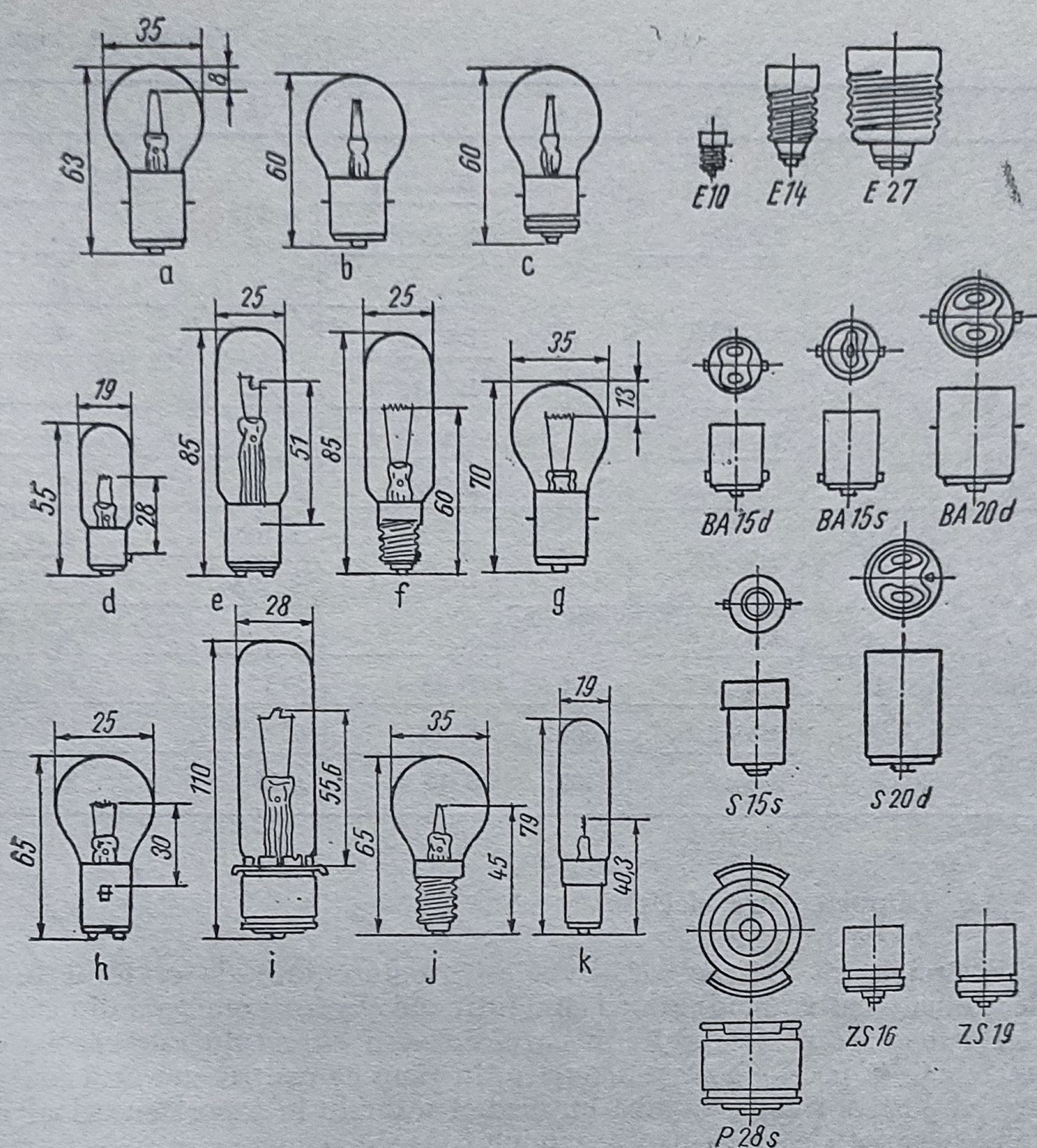



Fig. 2.5. Becuri și socluri folosite în dispozitivele de iluminare (TGL 10619).

*Tabelul 2.4.* **Caracteristicile becurilor cu incandescență pentru aparate (TGL 10 619)**

| Puterea *W* | Tensiunea *V* | Dimensiunile corpului $a \times b$ mm² | Durata medie, ore | Tipul soclului (v. fig. 2.5) | Poziția de ardere | (v. fig. 2.5) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| 4 | 4 | 1,5×0,7 | 100 | E 10 | *h* 105 | |
| 5 | 6 | 1,6×0,7 | | | *b* | |
| 10 | | 4,5×0,35 | | BA 15 d | | |
| 15 | 6 | 1,4×1,4<br>2 ×1,6 | | ZS 16 | | |

*Tabelul 2.1* (continuare)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|---|---|---|---|---|---|---|
|  |  |  |  | BA 20 d | *h* 105 | a |
|  |  | 2,2×2 |  | S 20 d |  | b |
|  |  |  |  | BA 20 d |  | c |
| 30 | 6 | 4,2×1,1 | 100 | ZS 19 |  | d |
|  |  |  |  | BA 15 d | S 15 |  |
|  |  | 1 ×5 |  | BA 20 d | *b* | e |
| 35 | 6,3 | 6,3×0,85 |  | E 14 | S 30 | f |
|  | 12 | 3,5×2 | 50 |  | *h* 105 | g |
|  |  |  |  | BA 20 d | S 105 | — |
| 50 | 6 | 4,5×1,8 |  |  | S 135 | h |
| 100 | 12 | 4,4×3,7 | 100 | P 28 s | S 15 | i |
|  |  | 2,2×2,2 | 600 | E 14 | *b* | j |
| 5 A | 6 | 2,2×2 | 100 | S 15 s | *s* 15 | k |

### 2.5.2. Lămpi cu arc electric

La lămpile cu arc electric sursa este reprezentată de craterul format pe electrodul pozitiv (anod) atunci cînd între doi electrozi omogeni din cărbune are loc o descărcare electrică. În cazul folosirii curentului alternativ electrozii trebuie să posede același diametru, în timp ce pentru curentul continuu electrodul pozitiv trebuie să aibă un diametru dublu în raport cu cel al electrodului negativ, deoarece uzura anodului este mai mare.

În timpul funcționării se dezvoltă o temperatură de circa 3500—4000 K și gaze care influențează negativ atît obiectul cît și pe observator. În practică s-au impus următoarele tipuri de lămpi.

a. *Lampa cu electrozi puri — pentru curent continuu* cu următoarele caracteristici principale: $I = (10\,..\,50)A$; $U = (50\,...\,55)$V; densitatea curentului; anod: 0,3 A/mm²; catod: 0,4 A/mm²; $L_v = 15\,000$ cd/cm²; $n = (8\,...\,14)$ lm/W; $T = 4000$ K.

b. *Lampa Beck* caracterizată prin luminanță mare, obținută cu densități mari de curent, are caracteristicile următoare: $I = (30\,...\,200)$A; $U = (30\,...\,80)$ V; densitatea curentului $(2\,..\,2{,}5)$ A/mm² $= (40\,000\,...\,140\,000)$ cd/cm²; $T = 5000$ K.

Răcirea lămpii se efectuează cu curent de aer.

Lămpile cu arc electric pot fi folosite pentru microfotografie, microproiecție, microscopia cu luminiscență și fluorecență precum și pentru proiectoare și aparate de reproducere și de proiecție cinematografică. Aceste lămpi sînt însă înlocuite rapid de cele cu descărcări în gaze, rămînînd să fie folosite eficient la proiecția cinematografică.

### 2.5.3. Lămpi cu vapori de mercur

Lămpile cu vapori de mercur pot fi de joasă presiune (1,33 . . 13,3) Pa, de înaltă presiune ($10^4$ . . . $10^6$) Pa și de foarte înaltă presiune ($10^6$ . . $10^7$) Pa.

Pentru aparatele optice se folosesc cu mare eficacitate lămpile cu înaltă presiune, datorită randamentului energetic mai mare pe care acestea îl posedă.

a. *Lămpi cu vapori de Hg sub joasă presiune (1,33 . . 13,3) Pa.* O lampă cu vapori de Hg sub presiune joasă este constituită dintr-un tub lung din sticlă specială (de obicei cuarț) prevăzut la capete cu electrozi de incandescență. Tubul este umplut cu argon și cu 30 . . . 50 mg Hg. În stare de funcționare, mercurul este transformat în vapori sub presiunea (1,33. . . 13,32)Pa. În mod practic sînt excitați numai atomii de Hg. Densitatea de curent, și cu aceasta presiunea vaporilor de Hg și temperatura, se reglează în așa fel încît circa 90% din radiație se concentrează în linia de rezonanță a mercurului ($\lambda =$ $= 253{,}7$ nm). Această radiație ultravioletă este transformată în radiații vizibile cu spectru continuu prin materiale luminofere. Lampa emite și următoarele linii vizibile: $\lambda = 546$, 577 și 579 nm. Liniile violet și albastră sînt fără importanță. Luminanța acestor lămpi este de (0,3 — 0,6) cd/cm², iar durabilitatea de 5 000 ore.

b. *Lămpi cu vapori de mercur sub presiune înaltă ($10^4$ . . $10^6$) Pa.* O lampă cu vapori de Hg sub presiune înaltă (fig. 2.6) este constituită, în principiu, dintr-un balon $B$ în care este introdus arzătorul $A$, prevăzut la capete cu electrozii $E$ și electrodul de aprindere $Z$, rezistența $R$ pentru limitarea descărcării, droselul $D$ și condensatorul de compensație $K$. Arzătorul $A$ este un tub din cuarț în care se introduce argon și mercur. Prin încălzirea argonului este posibilă vaporizarea mercurului și descărcarea curentului electric, după circa 3 . . . 5 min, sub forma unui arc lung de (20 . . 150) mm. În timpul descărcării, arcul electric se ștrangulează prin desprinderea de pereții tubului, căpătînd o strălucire foarte înaltă. Punerea în funcțiune se face cu ajutorul unei bobine cu șoc pentru a limita curentul. Datorită acestei bobine, între curent și tensiune apare un defazaj și scade factorul de putere. Pentru a compensa acest defazaj se folosește un condensator de compensație care se montează în paralel.

Lampa se caracterizează printr-un spectru continuu în ultraviolet. De aceea, ea se folosește pentru luminiscență și fluorescență.

Dînd o radiație albastră-albă, această lampă nu se folosește pentru fotografii color.

c. *Lămpi cu vapori de mercur sub foarte înaltă presiune $10^6$ . . . $10^7$) Pa.* Aceste lămpi se caracterizează printr-o înaltă eficacitate luminoasă (35 lm/W), prin mare luminanță și o durată de funcționare de 100 pînă la 200 de ore. În tabelul 2.5 se dau parametrii cîtorva lămpi.

Lămpile cu Hg sub foarte înaltă presiune emit o radiație albastră și deci nu pot fi folosite pentru fotografii color.

Lămpile germane OSRAM HBO-74 ($U = 50$ V) și HBO-200 ($U = 220$ V) au dimensiuni foarte mici, globul sferic, executat din cuarț, avînd diametrul $d = 25$ mm. În interiorul globului se află o presiune de (35 . . . 70) $10^5$ Pa. Radiațiile emise de lampa HBO-200 au următoarele lungimi

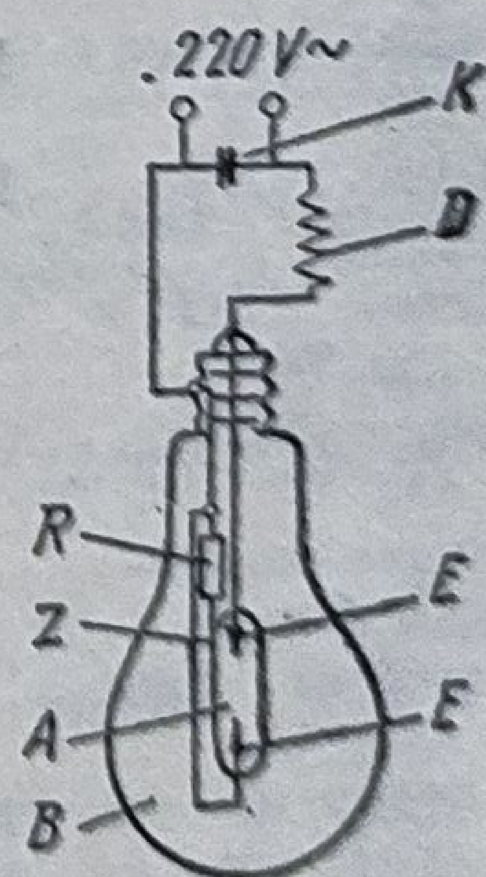



Fig. 2.6. Schema unei lămpi cu Hg sub presiune înaltă.

de undă λ în nm: 312,6; 313,2; 344,1; 365; 366,3; 404,7; 435,8; 546,1; 577,0 și 579,0. Aceste lămpi se folosesc în special pentru microscoapele de cercetare cu fluorescență.

*Tabelul 2.5* **Surse luminoase pentru microscoape**

| Denumirea și tipul | Producător | Tensiunea, V | Curentul, A | Puterea, W | Dimensiunile corpului (filamentului), $a \times b$ | Luminanța, $\frac{cd}{cm^2}$ | Temperatura de culoare, K | Durabilitatea, ore |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Lămpi cu incandescență 6/15 T-P5-6 V 15 W TGL 10619 (soclu Am, cu filet p=0,5 mm) | NARVA | 6 ≅ | 2,5 | 15 | 1,8×1,8 | 900 | 2950 | 100 |
| cu incadescență 12/100 S1-12 V 100W TGL 11381 | NARVA | 12 ≅ | 8,3 | 100 | 4,3×2,6 | 2800 | 3350 | 25 |
| cu Halogeni 12/100 S4-12 V 100 W TGL 11381 | NARVA | 12 ≅ | 8,3 | 100 | 4,2×2,3 | 3200 | 3300 | 50 |
| Cu Halogeni 12/50 (cu 2 piciorușe) | NARVA | 12 ≅ | 4,2 | 50 | 2,4×2,4 | 2600 | 3200 | 50 |
| Cu arc electric (cu electrozi de cărbune) | — | 50 =<br>50 ~ | 6<br>10 | 300<br>500 | ∅ 2,5<br>∅ 2,5 | 16000<br>10500 | 3850<br>3450 | — |
| Lămpi cu presiune foarte înaltă de vapori de: | | | | | | | | |
| Xenon XBO 75 W | OSRAM | 14 = | 5,4 | 75 | 0,25×0,5 | 40000 | 5150 | 400 |
| Xenon XBO 101 | BGW | 16 = | 6,2 | 100 | 0,6×1,3 | 10000 | 5150 | 500 |
| Xenon XBO 100 | BGW | 14 ≈ | 7,1 | 100 | 0,6×1,3<br>0,5×2,2 | 10000<br>10000 | 5100<br>5200 | 120<br>1200 |
| Xenon XBO 150 W/1 | OSRAM | 20 = | 7,5 | 150 | 1,1×2,2 | 6200 | | |
| Xenon XBO 450 W | OSRAM | 10 = | 25 | 450 | 0,9×2,8 | 35000 | 5200 | 2000 |
| Lămpi cu presiune foarte înaltă de vapori de Hg: | | | | | | | | |
| HBO 50 | BGW | 40 ≅ | 1,5 | 50 | 0,6×1,2 | 17000 | — | 120 |
| HBO 100 | BGW | 18 = | 5,2 | 100 | 0,3×0,5 | 85000 | — | 150 |
| HBO 200 | BGW | 65 ≅ | 3,0 | 200 | 1,2×2,4 | 20000 | — | 200 |

* Beyer: Handbuch der Mikroskopie, VEB Verlag Technik Berlin 1973, p. 215.

Lampa HBO-100 are un arc mai scurt și o luminanță mai mare decît celelalte; ea produce o intensitate de fluorescență mai puternică, deoarece pupila de intrare a dispozitivului este iluminată complet.

### 2.5.4. Lămpi cu vapori de xenon sub presiune înaltă

Lămpile cu xenon sub presiune ($p = 30 \cdot 10^5$ Pa) emit o lumină aproape identică cu cea a zilei, avînd luminanța de circa 100 000 stilbi (cd/cm$^2$), temperatura de culoare $T = 6260$ K și durabilitatea de circa 100 ore. Energia emisă este de circa 20 de ori mai mare decît cea emisă de lampa cu vapori de Hg HBO-200.

Lămpile cu xenon pot fi folosite pentru fotografii alb-negru și color pentru microscoapele polarizante precum și pentru cinematografia microscopică. De asemenea, lămpile cu xenon pot fi folosite la proiectoare pentru proprietatea lor de a ajunge aproape instantaneu la parametrii de regim (tabelul 2.6). Datorită spectrului continuu în ultraviolet ele pot fi folosite și pentru spectroscoape. Lămpile cu xenon mai pot fi folosite sub formă de lămpi „fulger“ pentru fotografiere sau lămpi cu impulsuri (lămpi stroboscopice) pentru măsurarea turațiilor precum și la aparate spectrale, fotometre, polarimetre etc.

La alegerea lămpii trebuie să se țină seama de recomandările firmei producătoare (utilizare, poziție, schema electrică, răcire etc.).

*Tabelul* 2.6. **Parametrii de funcționare ai lămpilor cu Xenon***

| Răcirea | Tipul și puterea, W | Curentul, A | Tensiunea de ardere, V | Suprafața de emisie $b \times h$ mm | Intensitatea luminoasă cd | Fluxul luminos, lm | Luminanța (strălucirea) medie, Sb |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Fără | XBO 150 W/1 | 7,5 | 20 | 0,5×2,2 | 300 | 3 000 | 15 000 |
| Fără | XBO 450 W/1 | 25,0 | 18,5 | 0,7×2,2 | 1 300 | 13 000 | 45 000 |
| Cu răcire | XBO 1000 W/HS OFR (fără ozon) | 45,0 | 22 | 1,1×2,8 | 3 000 | 32 000 | 60 000 |
| Cu răcire | XBO 2000 W/H OFR | 70,0 | 29 | 1,3×4,8 | 7 500 | 80 000 | 75 000 |
| Cu răcire | XBO 4000 W/HS OFR | 35,0 | 135 | 1,9×6,0 | 17 000 | 155 000 | 90 000 |

* Extrase din catalogul OSRAM .

### 2.5.5. Lămpi fulger

Lămpile fulger sînt constituite din tuburi din cuarț umplute cu xenon, care, prin descărcarea unui condensator, pot emite fluxuri de circa $10^6$ lm cu o frecvență de 10—60 descărcări pe minut, timp de 1/500 pînă la 1/5000 la o temperatură de culoare de 6500 K. Așadar, lumina este apropiată de cea a zilei. Durabilitatea lămpilor fulger este de circa 50 000 descărcări.

Deoarece suprafața sursei este mare, apertura colectorului poate fi mică ($A \approx 0,1$), iar focala $f' = (80 \ldots 90)$ mm. Lămpile fulger se folosesc la microfotografierea organismelor care se deplasează cu viteză mare.

### 2.5.6. Lămpi spectrale

Lămpile spectrale se obțin prin folosirea lămpilor cu vapori de Hg împreună cu filtre de interferență, pentru a realiza lumina monocromatică. Se folosesc în special pentru domeniul ultraviolet.

Ca lampă spectrală poate fi folosită și o lampă cu xenon pentru ultraviolet.

Există și lămpi spectrale pe bază de cadmiu, zinc, cesiu, rubidiu, taliu, heliu, neon, argon, kripton ș.a. (tabelul 2.7).

*Tabelul 2.7.* **Lămpi spectrale***

| Elementul | Tipul | Curentul de funcționare, A | Luminanța $sb = \frac{cd}{cm^2}$ | Liniile spectrale cele mai importante λ, nm |
|---|---|---|---|---|
| **Cadmiu** | CDE 14 | 1,5 | 1,1 | 326; 361; 468; 509; 633; 644 |
| **Cesiu** | CSE 12 | 2 | 0,24 | 456; 459; 794; 808; 852; 876; 894; 921 |
| **Kaliu** | KAE 18 | 2 | 0,04 | 404,4; 404,7; 691; 766; 770 |
| **Natriu** | NAE 24 | 1,3 | 10 | 589; 589,6 |
| **Neon** | NEE 40 | 1,5 | 0,8 | |
| **Mercur** | NQE 50 | 1,15 | 180 | 365; 407,7; 435,8; 546,1; 577; 579,1 |
| **Rubidiu** | RBE 14 | 2 | 0,16 | 420,1; 421,6; 780; 794,7 |
| **Thalliu** | TLE 10 | 1 | 4 | 351,9; 352,9; 377,6; 535 |
| **Zinc** | ZNE 16 | 1,5 | 0,8 | 330,2; 334,5; 468; 472,2; 481; 636,2 |

* Berliner Glühlampenwerk.

Pentru etalonarea lungimilor de undă și pentru măsurări spectrofotometrice se folosesc lămpi cu mercur și deuteriu (λ = 222,5 . . . 360 nm).

Pentru spectroscoape și interferometre se folosește în mod ideal lampa cu vapori de sodiu. Aceasta este alcătuită dintr-un tub în formă de *U*, umplut cu neon și vapori de sodiu la presiunea de 0,5 Pa. După circa 5 min de la punerea în funcționare apare spectrul de Na în domeniul vizibil (λ = =589 nm). Datorită temperaturii înalte la care ajunge, tubul trebuie proteja

prin răcire. Aceste lămpi au o luminanță de 10 cd/cm² și o durabilitate de 4 000 ore. Tensiunea de regim: 380 V.

## 2.5.7. Lămpi cu halogeni

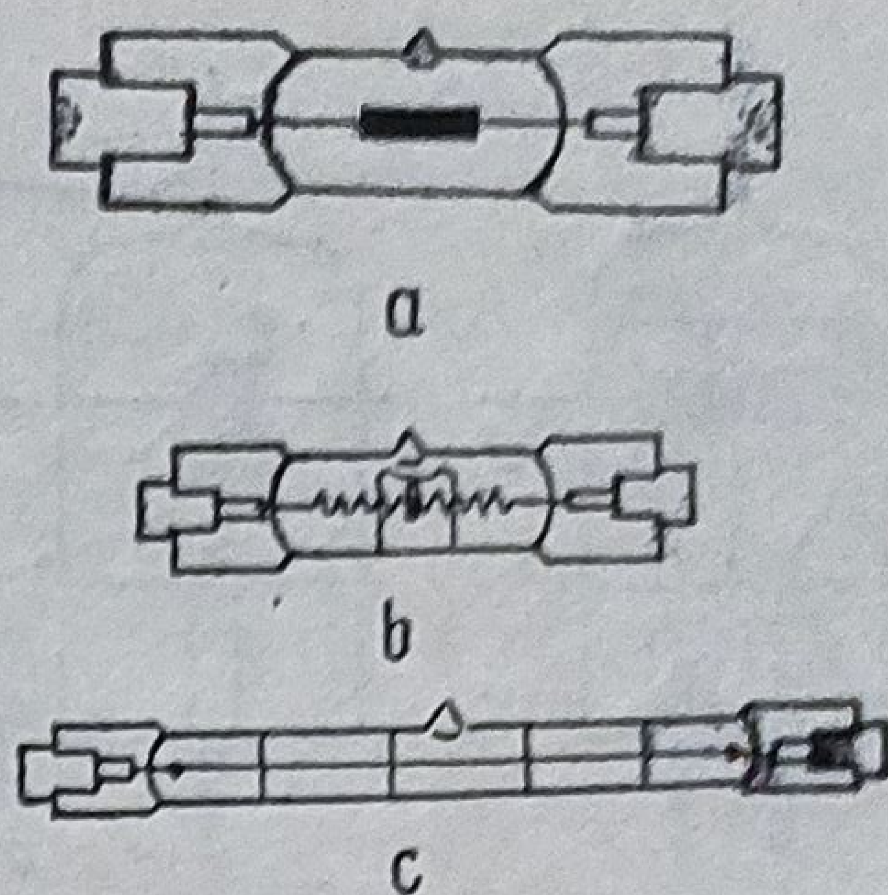


Fig. 2.7. Lămpi cu halogeni TESLA.

O lampă cu halogeni (fig. 2.7) este constituită dintr-un tub din cuarț în care este introdus un filament elicoidal și un mediu constituit fie din ioduri de sodiu, taliu și indiu, fie într-un mediu constituit din pămînturi rare și anume: holmiu, tuliu și dysprosiu, ultimile lămpi fiind mai perfecționate.

Aceste amestecuri se folosesc pentru a se obține un spectru de linii multiple adică pentru a se realiza toate culorile necesare pentru iluminare la filmare sau pentru televiziune.

Lămpile cu halogeni se folosesc acolo unde sînt necesare surse cu strălucire foarte mare și gabarit mic. Pînă în prezent ele au fost folosite cu deosebit succes la microscoape polarizante, cu fluorescență și interferențiale la fotografierea în culori precum și la diferite aparate de proiecție EPI și DIA. În tabelele 2.8 și 2.9 sînt redate caracteristicile lămpilor din fig. 2.7,

*Tabelul 2.8* **Lămpi cu halogeni** *

| Tipul | Puterea, W | Curentul, A | Fluxul, lm | Hod | Diametrul, mm | Lungimea, mm | Dimensiunile filamentului, mm² | (v. fig. 2.7) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| HRE 200 | 200 | | 4400 | 500 | 15 | 60,2 | 10×3 | |
| HRJ 200 | 200 | | 4400 | 1000 | 15 | 60,2 | 10×3 | (v. fig. 2,7, a) |
| HRE 100 | 100 | 6,6 | 2000 | 500 | 15 | 60,2 | 10×1,3 | |
| HRJ 100 | 100 | | 2000 | 1000 | 15 | 60,2 | 10×1,3 | |
| HRE 45 | 45 | | 750 | 500 | 8,8 | 47,5 | 4×1,5 | |
| HRJ 45 | 45 | | 750 | 100 | 8,8 | 47,5 | 4×1,5 | |

* Catalog TESLA 1972.

*Tabelul 2.9* **Lămpi cu halogeni pentru aparate de proiecție, televiziune, fotografie** *

| Tipul | Puterea, W | Tensiunea, V | Fluxul, lm | Hod | Temperatura de culoare, K | Diametrul, mm | Lungimea, mm | (v. fig.) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| HFP 800 | 800 | 220 | 22 000 | 15 | 3400 | 15 | 74,9 | 2.7, b |
| HFZ 800 | 800 | 220 | 20 500 | 75 | 3200 | 15 | 74,9 | 2.7, b |
| HFP 1000 | 1000 | 220 | 31 000 | 15 | 3400 | 12 | 121,7 | 2.7, c |
| HFP 650 | 650 | 120 | 20 000 | 15 | 3400 | 12 | 121,7 | 2.7, c |
| HPZ 600 | 600 | 220 | 15 500 | 75 | 3200 | 15 | 74,9 | 2.7, b |

* Catalog TESLA 1972.

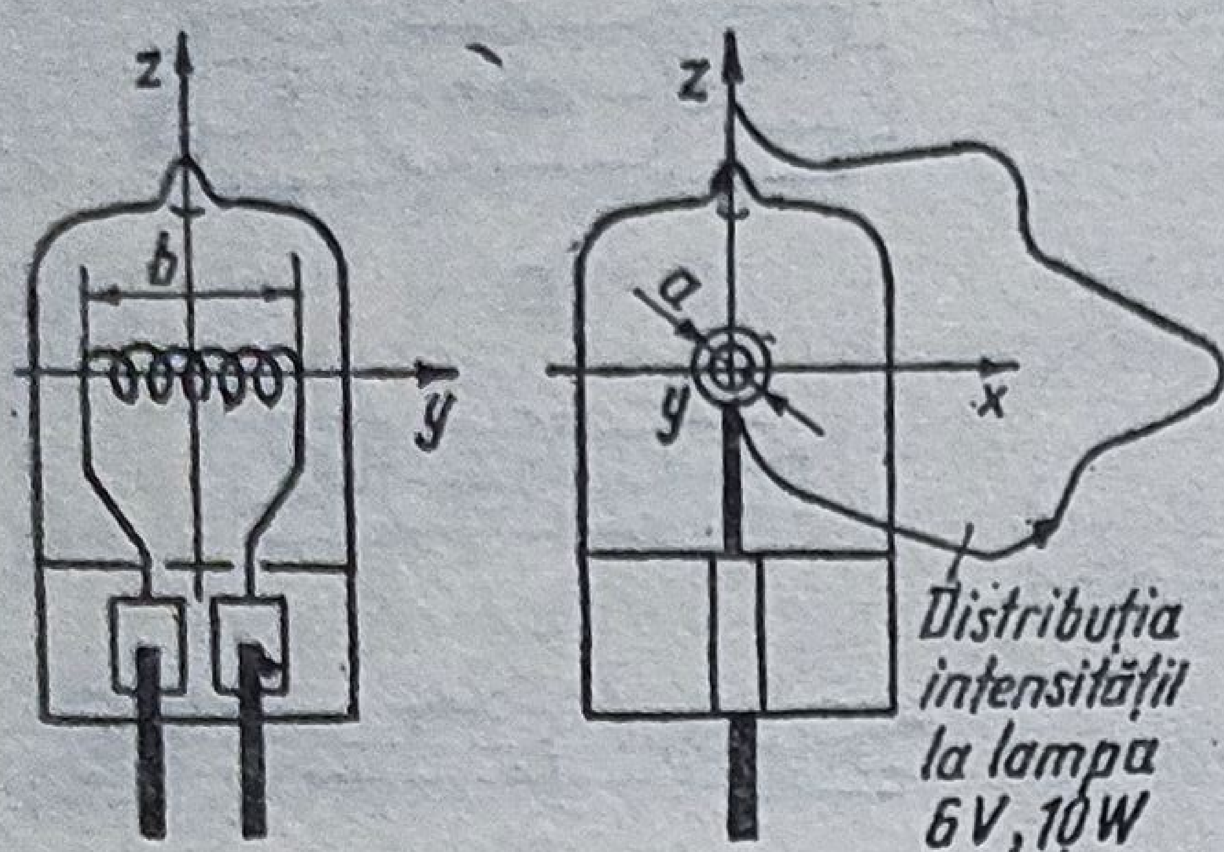



Fig. 2.8. Lămpi cu halogeni pentru aparate optice.

iar în tabelul 2.10 sînt redate caracteristicile lămpilor cu halogeni care funcționează cu tensiune joasă, fabricate în R.D.Germană (fig. 2.8).

*Tabelul 2.10.* **Lămpi cu halogeni fabricate în R.D.G.**

| Lampa | TGL standardul nr. | Tensiunea Vați | Puterea, W | cd/cm² | Dimensiuni $a \times b$, mm² | Durabilitatea în ore |
|---|---|---|---|---|---|---|
| **HLWS PY16-1,25** | 11 381 | 6 | 10 | 1 350 | 1,9×0,7 | 100 |
| **HLWS 5—6 V/20 W PY16—1,25** | 11 381 | 6 | 20 | 1 900 | 1,9×1,4 | 100 |
| **HLWS S-12 V/50 W-PY 24—1,5** | 11 381 | 12 | 50 | 2500 | 3,3×1,6 | 50 |
| **HLWS 5-A-12 V/50 W PY 24—1,5** | 11 381 | 12 | 50 | 2500 | 2,4×2,4 | 50 |
| **HLWS 5—12 V/100 W PY 24—1,5** | 11 381 | 12 | 100 | 3600 | 4,2×2,3 | 50 |
| **HLWS 5—24 V/150 W-PY 24—1,5** | 11 381 | 24 | 150 | 3800 | 5,8×2,9 | 50 |
| **HLWS 5—24 V/250 W PY 24—1,5** | 11 381 | 24 | 250 | 4250 | 7,0×3,5 | 50 |

Lămpile cu halogeni se folosesc și în alte domenii: iluminarea străzilor, stadioanelor, arhitecturilor, sălilor interioare precum și la farurile de ceață pentru automobile.

### 2.5.8. Compararea diferitelor surse de lumină

Lămpile cu vapori de mercur sub presiune înaltă și lămpile cu halogeni prezintă importante avantaje față de lămpile cu incandescență. Astfel, pentru a se realiza un flux luminos de 1 milion de lumeni se folosesc: 38 kW pentru

lămpi cu incandescență; 23 kW pentru lămpi cu substanțe luminofore; 18 kW pentru lămpi cu vapori de mercur sub presiune înaltă; 11 kW pentru lămpi cu halogeni.

Eficacitatea luminoasă a lămpilor cu halogeni este de circa 4 ori mai mare decît a lămpilor cu incandescență și de peste 1,5 ori mai mare decît a celor cu vapori de Hg.

### 2.5.9. Surse laser

Electronii sînt situați în anumite stări energetice numite nivele. Starea de energie minimă este starea fundamentală; aceasta conține o populație foarte densă. Trecerea de la starea fundamentală la una superioară se face prin absorbție de energie, iar de la una superioară la alta inferioară cu cedare de energie (emisie).

Emisia unei radiații este cauzată de tranziția efectuată de populația unui nivel superior spre alt nivel inferior. Acest fenomen are loc atît spontan cît și stimulat, prin iradierea sistemului atomic cu energie luminoasă (pompaj optic) energie termică sau prin ciocnirea cu electroni (pompaj electronic).

Emisia laser se bazează tocmai pe fenomenul de stimulare.

Într-un mediu aflat în echilibru termodinamic, populația $N_2$ a unui nivel superior de energie $E_2$ este mai scăzută decît populația $N_1$ a nivelului de energie inferior $E_1$ (fig. 2.9), conform legii lui Botlzmann: $N_2 = N_1 e^{-\frac{E_2-E_1}{kT}}$, în care $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J/K este constanta lui Boltzmann și $T$ — temperatura termodinamică.

Dacă o cuantă de energie $h\nu = E_2 - E_1 = \Delta E$ pătrunde în mediul considerat probabilitatea este mai mare ca aceasta să întîlnească unul din atomii de pe nivelul inferior $E_1$ și, prin absorbția cuantei $h\nu = \Delta E$, acesta să se ridice pe nivelul energetic mai ridicat $E_2$ (fig. 2.9, *a*), deoarece pe nivelul $E_1$ populația este mai densă. În acest mod are loc popularea nivelului $E_2$.

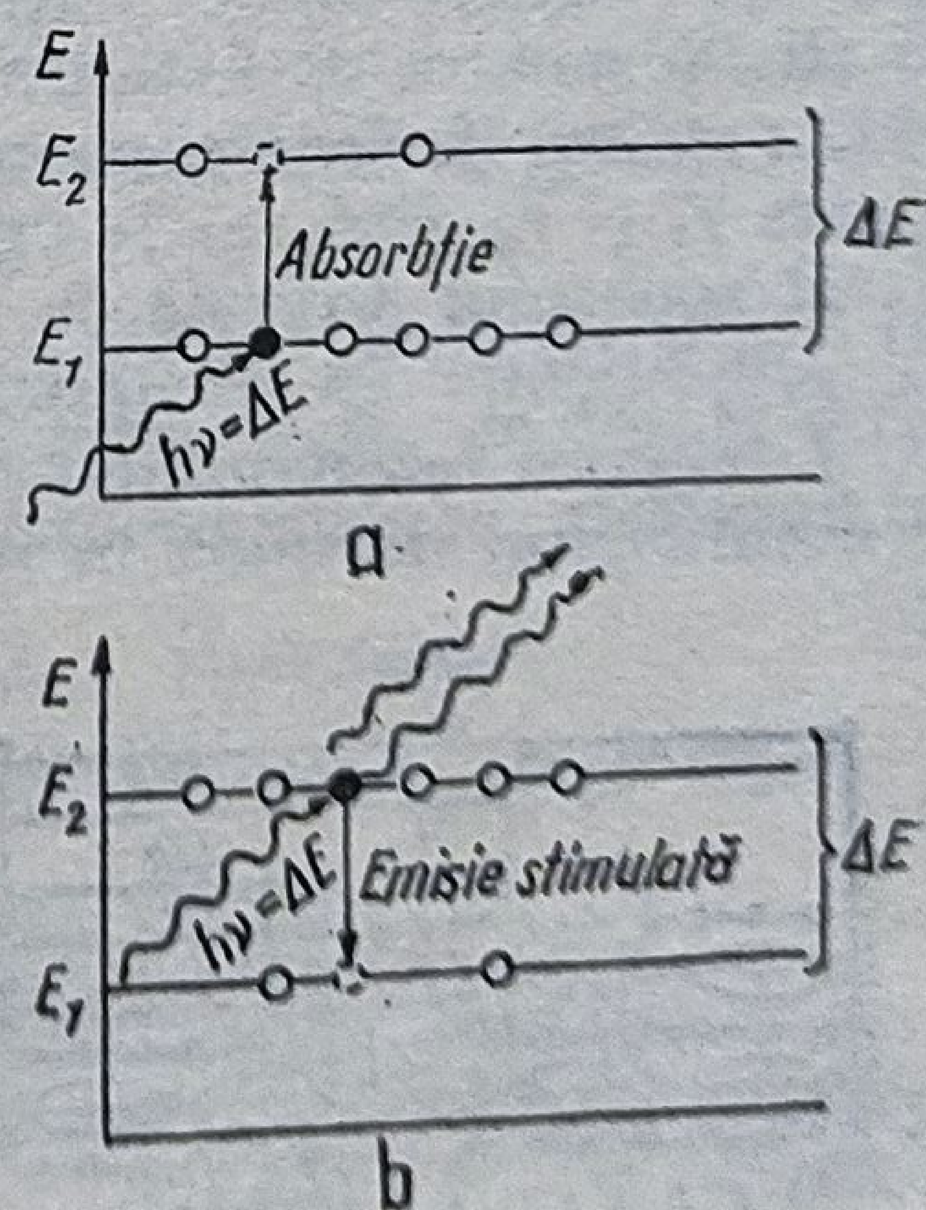


Fig. 2.9. Schemă de nivele simplă: *a* — echilibru termic; *b* — inversie de populație; *c* — emisie simultană.

Tranziția de la nivelul mai populat $E_2$ la nivelul mai puțin populat $E_1$, are loc prin emisia unei cuante (fig. 2.9, *b*), adică prin emisia stimulată. Acest proces este caracteristic fiecărui laser.

2.5.9.1. *Lasere cu corpuri solide.* Fie, spre exemplu, laserul cu rubin creat de Dr. Theodore H. Haimann în anul 1960. Rubinul constă din oxid de aluminiu $Al_2O_3$ (Korund) în a cărui rețea cristalină se găsește circa 0,05%Cr trivalent (ioni de crom $Cr^{3+}$) în cazul rubinului roz sau 0,5%Cr, în cazul rubinului roșu.

Haimann a polisat capetele barei, după care una dintre cele două suprafețe a fost argintată, cu factorul de reflexie $R = 100\%$, iar cealaltă cu

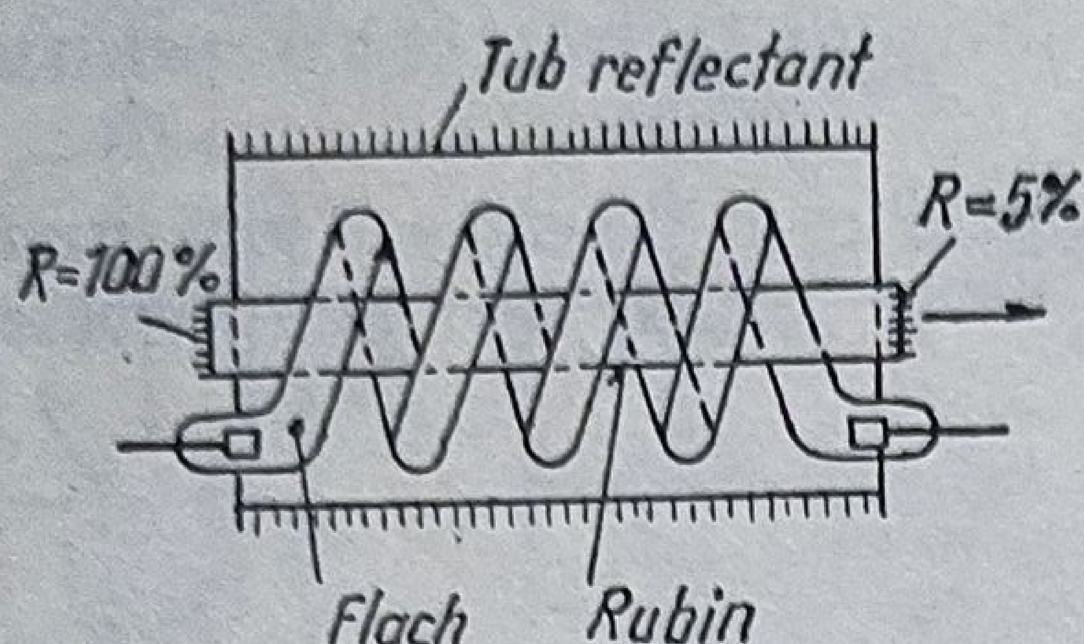



Fig. 2.10. Laser cu rubin.

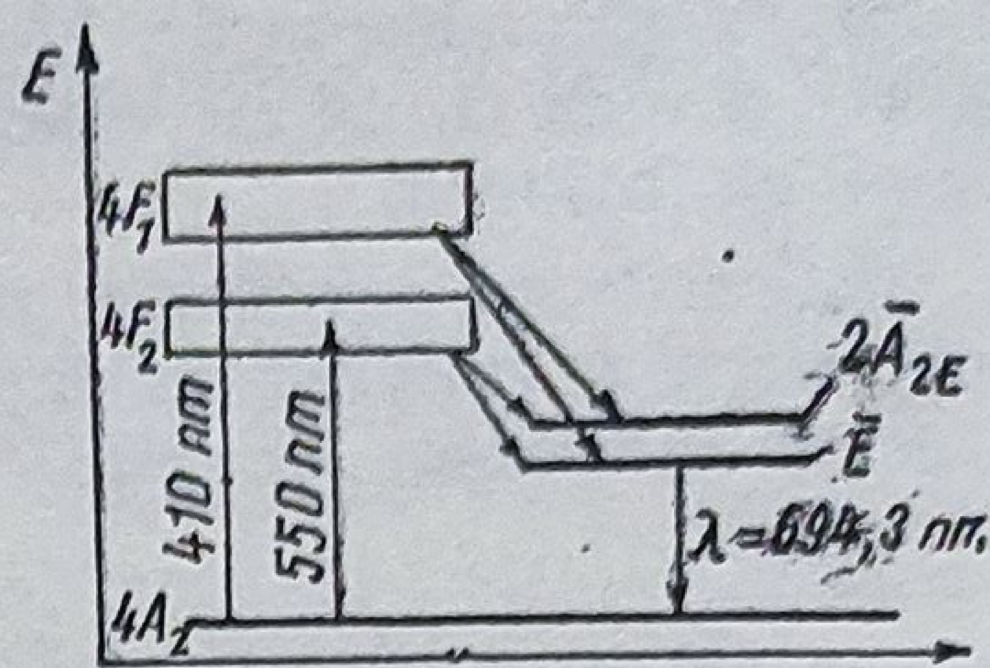



Fig. 2.11. Schema de nivele a laserului cu rubin.

$R=50\,\%$ (fig. 2.10). Apoi a înfășurat în jurul barei de rubin un „bec fulger" (arc cu xenon sau cu mercur de 500 — 100 W) lung, în formă de elice, numit și flash. Fiecare aprindere a flach-ului emite suficientă energie la culoarea albastră $\lambda = 410$ nm și la culoarea verde cu $\lambda = 550$ nm, pentru a excita atomii de crom spre cele două benzi $4F_1$ și $4F_2$ (fig. 2.11). După popularea acestor niveluri ionii coboară pe două nivele metastabile $2\bar{A}$ și $\bar{E}$, dintre care este suficient să se cerceteze nivelul $\bar{E}$, mai populat decît $2\bar{E}$ și mai puternic decît nivelul $4A_2$ depopulat prin pompare. Inversia ia naștere prin aceea că, mai întîi prin acest pompaj optic, mai mulți ioni de crom pe unitatea de timp ajung de la $4A_2$ spre $\bar{E}$ decît prin emisie spontană de la $\bar{E}$, înapoi spre $4A_2$. Procese spontane produce lumina roșie cu $\lambda = 694{,}3$ mm.

Radiația care ia naștere prin emisia spontană produce în materialul laser emisie indusă, deși undele induse și cele inițiale au aceeași fază.

Noile cuante de lumină induc alte acte de emisie al alți ioni, așa că energia radiațiilor crește în cascadă. La un moment dat are loc descărcarea prin oglinda semitransparentă cu $R = 50\,\%$.

Cele două oglinzi pot fi capetele barei de rubin sau oglinzi propriu-zise, formînd un rezonator optic de tip interferometru Fabry-Perot (fig. 2.12), în care iau naștere unde staționare.

Un rezonator optic deschis poate avea oglinzile plane sau sferice. Pentru cele cu oglinzi sferice trebuie satisfăcută condiția: $0 \leqq (L/r_1 - 1)(L/r_2 - 1) \leqq 1$, în care $r_1$ și $r_2$, sînt razele oglinzilor și $L$ — distanța dintre oglinzi.

Rezonatorul servește ca buclă de reacție și astfel laserul se transformă din amplificator în oscilator, adică într-o sursă luminoasă.

Lungimea rezonatorului $L$ (v. fig. 2.12) trebuie să fie un multiplu întreg de semilungimi de undă în materialul laser cu indicele de refracție $n$: $L = q\lambda/2n$, în care $q = 16^6 \ldots 10^7$ (număr întreg) (condiția de rezonanță).

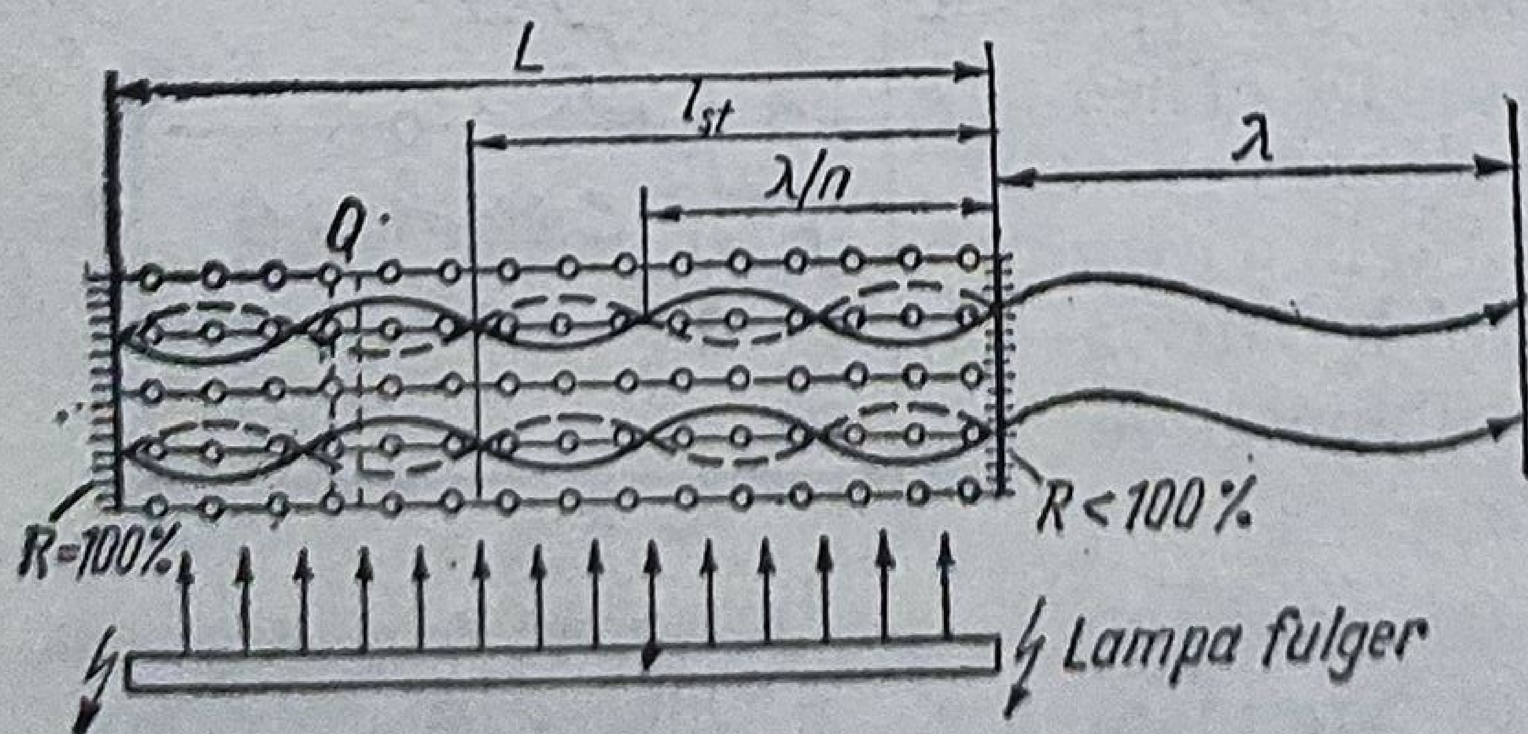



Fig. 2.12. Rezonatorul optic cu lungimea $L = q\lambda/2n$.

Pentru a se evita pierderile de lumină prin difracție, numărul Fresnel $N$ trebuie să fie $N = d^2/4n\lambda L > 50$, în care $d$ este diametrul oglinzii.

Laserele tipice au lungimea $L$ cuprinsă între cîțiva cm și 1 m. $L \gg \lambda$, condiția de rezonanță este satisfăcută pentru

multe oscilații proprii (moduri) cu frecvențe învecinate care se găsesc în lățimea benzii emisiei spontane.

Fasciculele axiale se reflectă de multe ori pe oglinzi și se amplifică prin emisie indusă; cele extraaxiale părăsesc lateral laserul cu atît mai repede cu cît sînt mai înclinate. Pentru ca lumina să fie polarizată liniar, între axa cristalului și axa optică trebuie să existe un unghi de 60° . . . 90°.

Așadar, prin pompaj optic, electronii ajung pe nivel superior și emit cuante $h\nu$ în toate direcțiile. Radiația emisă perpendicular pe oglinzi este reflectată de acestea și, revenind în mediu, stimulează alte tranziții. La rîndul său, radiația stimulată este reflectată înapoi în mediu și stimulează alte tranziții. În acest mod are loc un proces în „avalanșă", care produce o radiație deosebit de intensă, paralelă cu axa oglinzilor. La un moment dat, o parte din radiație iese prin oglinda semitransparentă. Aceasta este radiația laser, caracterizată prin aceea că este: a) monocromatică; b) foarte intensă; c) coerentă spațial; d) coerentă temporal (condiția de coerență: $m\lambda_m = 2nL$, în care: $m$ = număr de mod, $\lambda_m$ — lungimea de undă a modului longitudinal); e) are divergență foarte mică ($\delta = 1{,}22\ \lambda/d < 1$ rad), fapt care se consideră că fasciculul laser este paralel.

În afara rubinului, se mai folosesc și alte materiale solide: ionii lantanidelor (pămînturilor rare), de exemplu Neodym 60 Nd, Samarin 62 Sm, Erbium 68 Er etc. (tabelul 2.11) cu care se dotează cristale (de exemplu $CaF_2$, $CaWO_4$ sau YAG = Yttrium — Aluminium — Granat) sau sticla, ionii actinidelor (92 U — uraniul).

Laserele solide emit în pulsuri puternice, necesită pompaj optic, au randament scăzut și emit lumină coerentă și monocromatică.

Pentru puteri mari se folosește un comutator luminos $Q$, (fig. 2.13) de exemplu un modulator Kerr, care blochează drumul razelor spre oglinzi în timp ce se pompează optic pentru popularea nivelului $\bar{E}$ (v. fig. 2.10). Dacă se deschide drumul razelor pentru un timp extrem de scurt (circa $10^{-8}$ . . . . . $10^{-13}$)s și prin aceasta are loc rezonanța, atunci ia naștere o emisie stimulată. După felul modulatorului, un impuls durează între 5 și 50 ns cu o putere de circa $10^6$ . . . $10^{10}$ W. Utilizare: telemetrie, suduri, găuriri, holografie, medicină.

2.5.9.2. *Lasere cu semiconductoare.* Un laser cu semiconductoare (fig. 2.14) este constituit dintr-un cristal de arsenură de galiu $G_aA_s$, de formă dreptunghiulară, cu dimensiuni foarte mici și cu capetele polisate, alcătuind un rezonator cu lungimea geometrică a cavității rezonante $l = L/n$, unde $L$ este lungimea optică a cavității și $n = 3{,}6$ este indicele de refracție al cristalului de $G_aA_s$. Aceasta este impurificat pe una din fețe cu telur (impurificare $n$), iar pe cealaltă, opusă, cu zinc (impurificare $p$). Zona dintre cele două straturi se numește joncțiune.

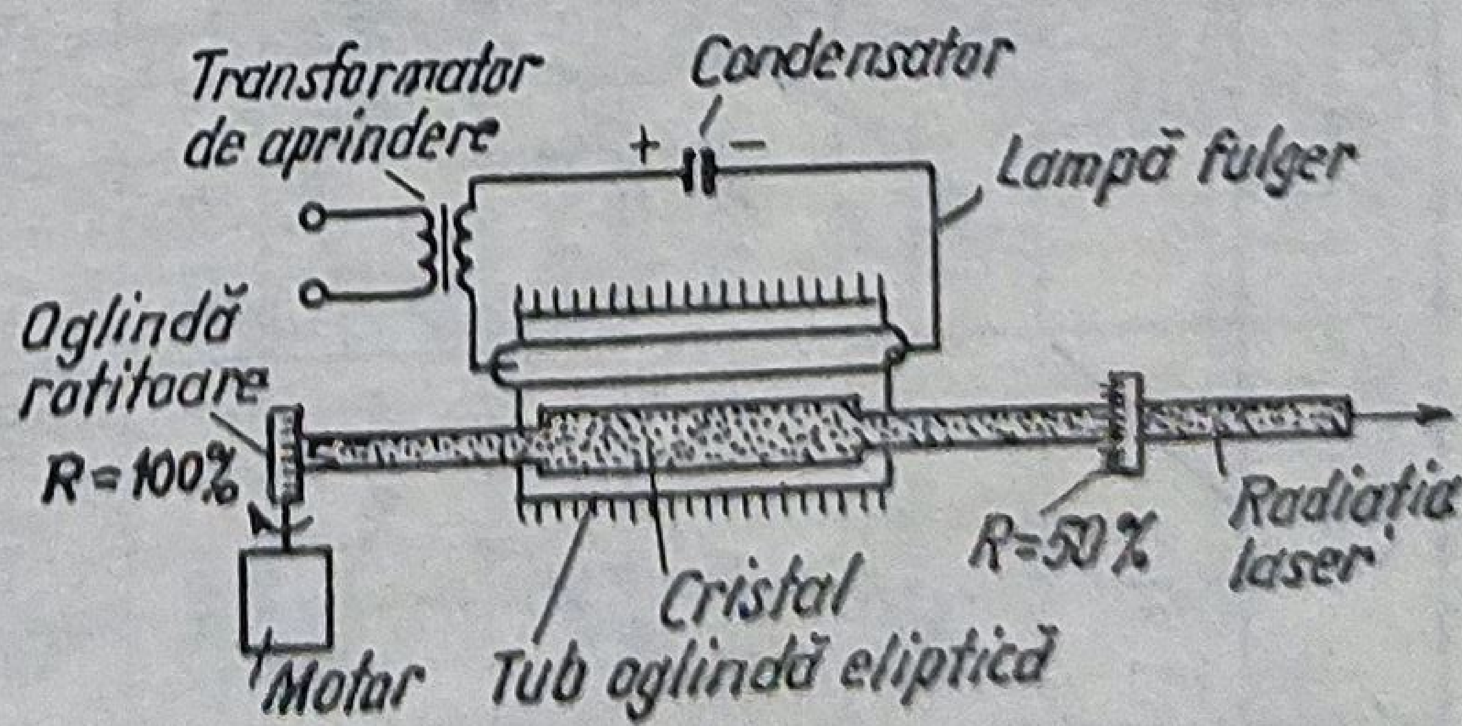



Fig. 2.13. Laser cu impulsuri de mare putere, cu oglindă rotitoare.

*Tabelul 2.11.* **Sistemul periodic al elementelor cu materiale laser (selecție)**

| | I | II | III | IV | V | VI | VII | VIII | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 1 H | | | | | | | | | | 2 He |
| 2 | 3 Li | 4 Be | 5 B | 6 C | 7 N | 8 O | 9 F | | | | 10 Ne |
| 3 | 11 Na | 12 Mg | 13 Al | 14 Si | 15 P | 16 S | 17 Cl | | | | 18 Ar |
| 4 | 19 K | 20 Ca | 21 Sc | 22 Ti | 23 V | 24 Cr | 25 Mn | 26 Fe | 27 Co | 28 Ni | |
| | 29 Cu | 30 Zn | 31 Ga | 32 Ge | 33 As | 34 Se | 35 Br | | | | 36 Kr |
| 5 | 37 Rb | 38 Sr | 39 Y | 40 Zr | 41 Nb | 42 Mo | 43 Tc | 44 Ru | 45 Rh | 46 Pd | |
| 5 | 47 Ag | 48 Cd | 49 In | 50 Sn | 51 Sb | 52 Te | 53 I | | | | 54 Xe |
| 6 | 55 Cs | 56 Ba | 57 La 58–71 | 72 Hf | 73 Ta | 74 W | 75 Re | 76 Os | 77 Ir | 78 Pt | |
| 6 | 79Au | 80 Hg | 81 Ti | 82 Pb | 83 Bi | 84 Po | 85 At | | | | 86 Rn |
| 7 | 87 Fr | 88 Ra | 89 Ac 90-103 | | | | | | | | |

| | | | | | | | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 6 | 58 Ce | 59 Pr | 60 Nd | 61 Pm | 62 Sm | 63 Eu | 64 Gd | 65 Tb | 66 Dy | 67 Ho | 68Er | 69 Tm | 70Yb | 71Lu | (pămînturi rare) ← Lanthanide |
| 7 | 80 Th | 91 Pa | 92 U | 93 Np | 94 Pu | 95 Am | 96Cm | 97 Bk | 98 Cf | 99 E | 100Fm | 101Mv | 102No | 103 Lr | ← Actinide |

Pr = Praseodymium; Ce = Cerium; Pm = Promotium; Sm = Samarium; Lu = Lutetium
Eu = Europium; Gd = Godolinium; Tb = Torbium; Dy = Dysprosium;
Ho = Holmium; Er = Erbium; Th = Thulium.

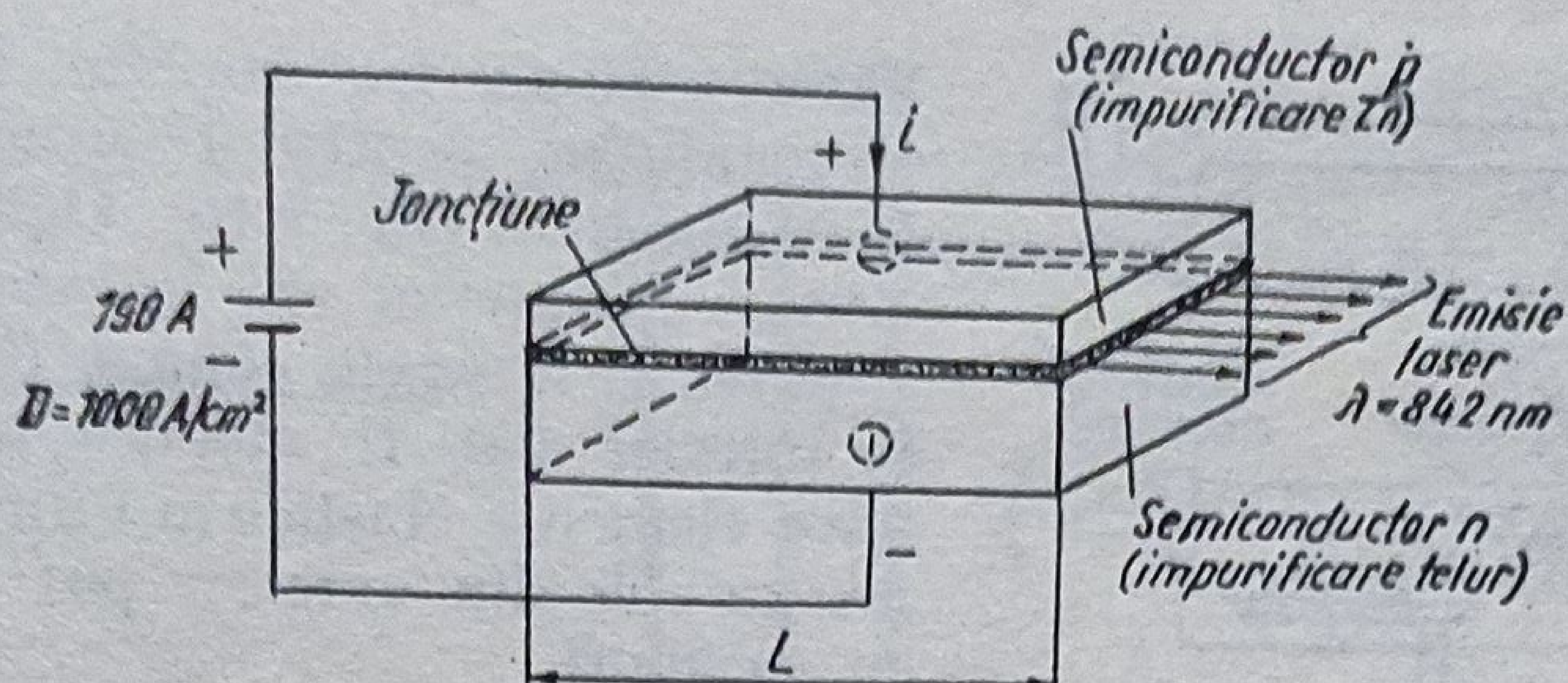



Fig. 2.14. Laser cu semiconductoare (Ga As).

Dacă cele două suprafețe *n* și *p* se conectează la o sursă de curent electric continuu de circa 190 A, se constată că prin suprafețele optic polisate are loc o emisie stimulată în pulsuri de radiații luminoase cu $\lambda = 842$ nm și puterea pînă la 100 W. Pe măsură ce curentul crește, banda luminoasă se îngustează. La o anumită valoare a curentului (prag) banda luminoasă devine foarte îngustă și intensă ($P < 600$ W). Caracteristici: randament mare, gabarit mic, dar divergența mare ($< 30°$).

2.5.9.3. *Lasere cu coloranți organici*. Ca material se pretează numeroase fluide în care sînt dizolvate substanțe fluorescente ca: substanțe organice colorate (Cyanine, Rhodamine ș.a.), circulate continuu de o pompă în cavitatea rezonantă. Deoarece moleculele substanțelor colorate provoacă stări de vibrare și de rotire, nivelele de electroni sînt practic situate în benzi continui, fapt care înseamnă că lungimea de undă a radiației este reglabilă.

Pompajul optic are loc în soluții foarte diluate de molecule organice complicate. Modificînd concentrația se obține un decalaj de raze de circa 2%.

$\lambda = 420-710$ mm, 100 pulsuri/secundă. Excitarea cu laser argon.

În figura 2.15 este reprezentată puterea în dependența de lunigmea de undă pentru lasere cu diferiți coloranți fabricați de firma C. Zeiss din Oberkochen.

2.5.9.4. *Lasere cu gaze*. La laserul cu gaz (fig. 2.16), mediul activ este închis sub presiune scăzută, într-o incintă cilindrică în care se produce inversia populației, prin descărcare în gaz atomic, ionic sau molecular. Tubul poate fi închis fie prin suprafețele reflectante, fie prin ferestrele înclinate, ale

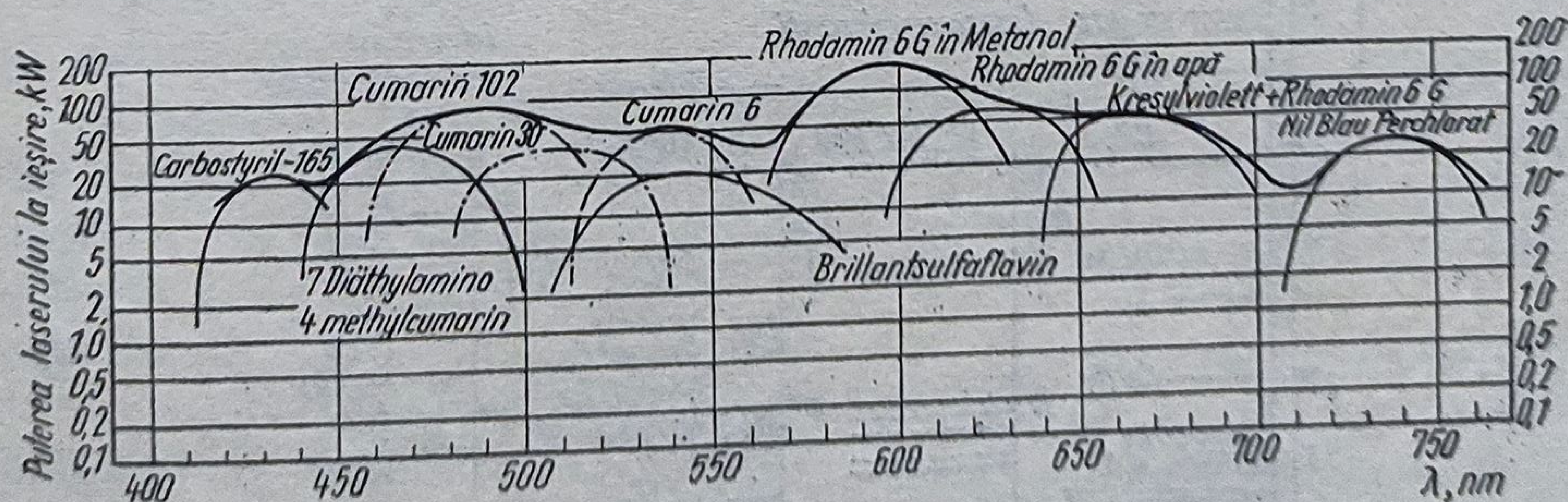



Fig. 2.15. Puterea în dependență de lungimea de undă pentru laserul cu coloranți 807103 (C. Zeiss — Oberkochen).

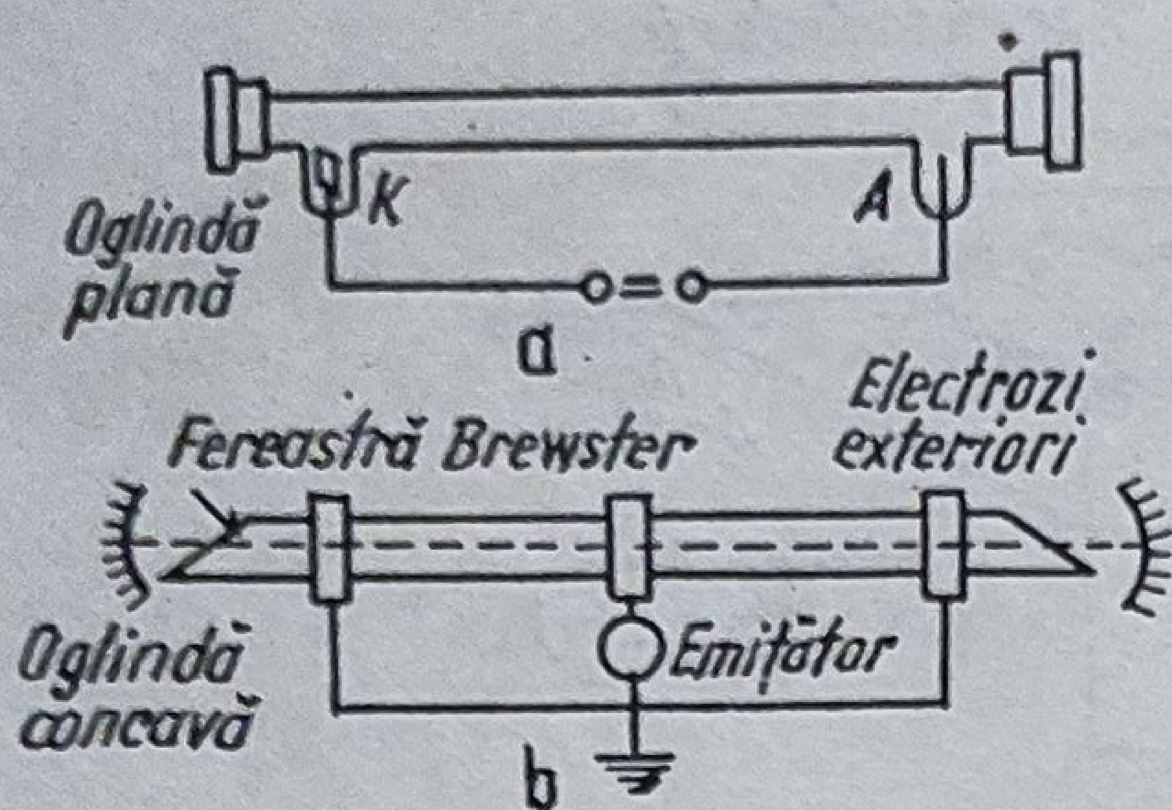


Fig. 2.16. Laser cu gaz.

căror normale fac unghiul Brewster cu axa tubului, pentru a se obține popularea maximă (fig. 2.16). Oglinzile pot fi situate în interior sau în exterior, pentru a putea fi ajustate comod. Cele montate în interior pot fi ajustate cu ajutorul unor elemente elastice în formă de silfoane, iar cele din exterior pot fi ajustate cu șuruburi.

Într-un rezonator optic sînt posibile diferite autovibrații. La toate acestea, componentele vectorilor de cîmp perpendiculare pe axa oglinzilor sînt mari față de componentele axiale. De aceea, ca și în cazul rezonatoarelor cu cavitate, acestea se numesc moduri TEM $mn$, unde $m$ și $n$ reprezintă numărul pozițiilor de zero în direcțiile $x$ și $y$ pe oglinzi.

Pierderile prin difracție ale modurilor cresc cu ordinul transversal. La laserii cu gaze, liniile spectrale sînt foarte dense în tot domeniul. În fig. 2.17 sînt reprezentate doar cîteva linii mai importante. Lungimea liniei este proporțională cu puterea laserului. Liniile întrerupte reprezintă laserii cu impulsuri a căror putere este considerabil mai mare decît a celor cu emisie continuă. La laserii cu Nd și $CO_2$ liniile sînt prelungite întrerupt pentru a arăta puterea mai ridicată a acestora atunci cînd funcționează în pulsuri.

Cele mai cunoscute lasere cu gaze sînt: He-Ne (roșu, 100 mW), ioni de argon (verde albastru; 100 W) și $CO_2$ (infraroșu; cîțiva kW).

2.5.9.5. La *laserul cu He-Ne* (v. fig. 2.16), nivelul metastabil $2^3\,s$ al heliului (fig. 2.18) se află în vecinătatea termică a celor patru niveluri $2\,s$ ale neonului. În timpul descărcării electrice (pompaj electronic) nivelul meta-

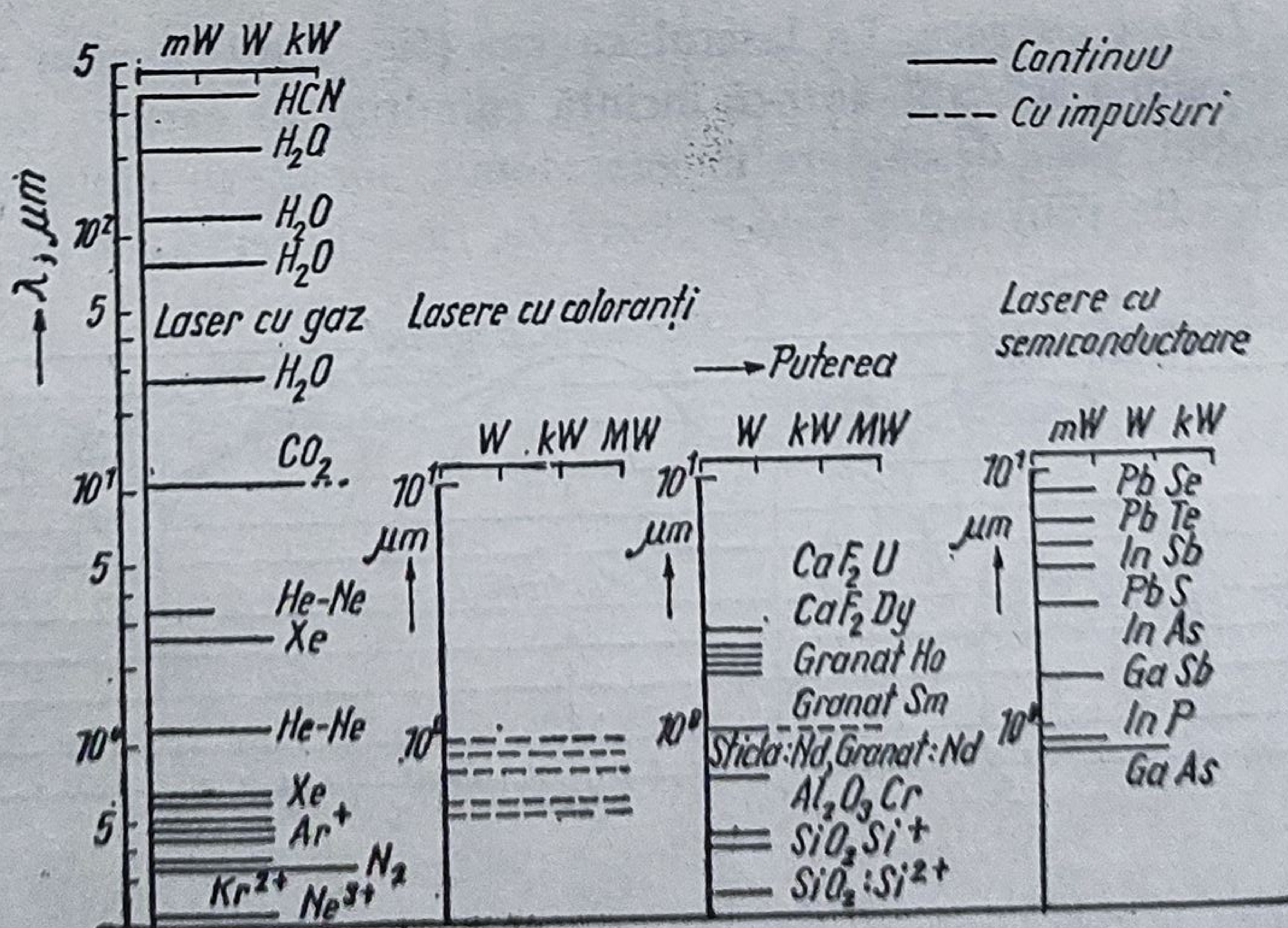


Fig. 2.17. Lungimi de undă și puteri la lasere cu diferite medii active.

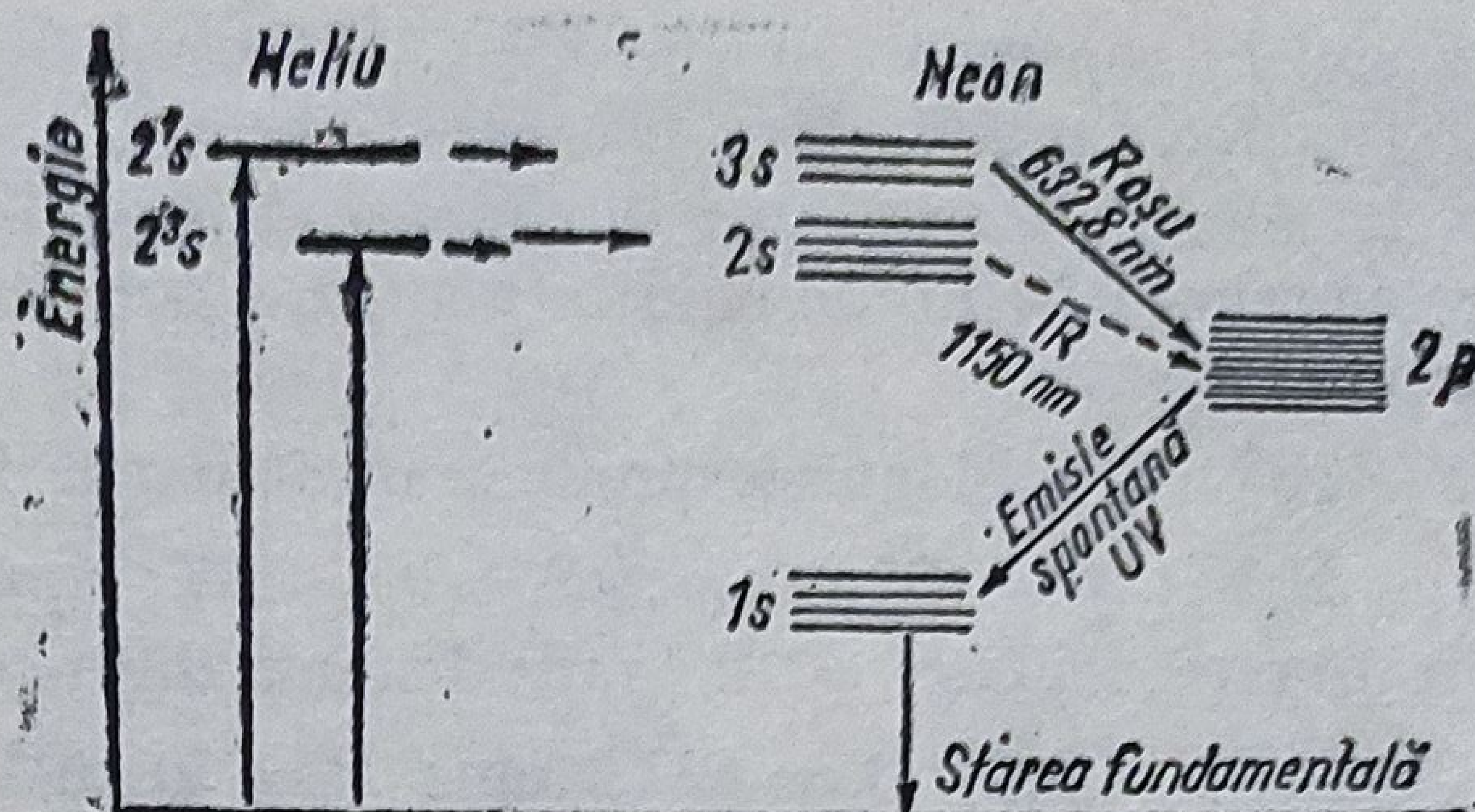



Fig. 2.18. Schema de nivele pentru laserul He Ne.

stabil (cu durata foarte mare) al heliului se populează dens. Atomii de heliu aflați pe acest nivel pot ciocni atomii neexcitați de neon, în urma cărui fapt atomii de heliu cedează energie atomilor de neon. În acest mod atomul de heliu ajunge în starea fundamentală, iar atomul de neon se ridică pe unul din nivelurile 2*s*. Are loc un transfer de populație prin ciocniri atomice de speța a II-a, care, datorită și faptului că timpul de viață al nivelurilor 2*p* este cu un ordin de mărime mai mic decît al nivelurilor 2*s*, duce la o inversare de populație. Atomii de Ne excitați pot stimula la emisia cuantelor roșii și infraroșii, la care prin reflexia selectivă a oglinzilor rezonatorului se alege, de cele mai multe ori, numai radiația roșie $\lambda = 632{,}8$ nm.

Între cele patru niveluri 2*s* și cele 10 niveluri 2*p* sînt permise 27 de tranziții, ale căror radiații se află în infraroșul apropiat (900—1200 nm). Efect laser intens s-a obținut pentru: $\lambda = 339$; 632,8, 1118, 1153, 1160, 1199 și 1207 nm. Cea mai intensă ($\lambda = 1153$ nm) corespunde tranziției între nivelul $2s_1$ și $2p_6$. Emisia este continuă și puterea este 10 mW.

Date tehnice: tub de descărcare din cuarț ∅ 3 . . . 15 mm; $l \leqq 1000$ mm conținînd He la presiunea de 1 Torr și $p_{neon}/p_{heliu} = 1/10$. Descărcarea este întreținută fie de curent continuu cu ajutorul a doi electrozi introduși în două tuburi laterale, fie de curent de înaltă frecvență (30 M Hz) cu electozi exteriori.

Alte gaze cu efect laser: 2 He, 10 Ne, 18 Ar, 36 Kr, 54 Xe, 55 Cs, 80 Hg (v. tabelul 2.11).

O variantă interesantă o constituie *laserul cu ioni*, de exemplu, cu ioni de argon $Ar^{++}$, care emite radiația cu $\lambda = 448$ nm și $P < 1000$ W în regim continuu. Pentru ionizarea gazelor și inversia de populație este necesară o descărcare în gaz cu curenți înalți. Cu o prismă, se poate selecta linia spectrală dorită.

Laserul molecular cel mai utilizat este cel cu $CO_2$. Radiația stimulată ia naștere la trecerea indusă a moleculelor de $CO_2$ de la o stare de vibrare de înaltă energie la una cu nivel puțin mai jos. Diferența de energie $\Delta E = E_2 - E_1$ este mică și $\lambda = ch/\Delta E$ rezultă mare. Laserul cu $CO_2$ care emite un infraroșu la 10,59 μm, are randament bun (circa 40%) și putere mare

la emisia continuă (10—50 kW). În tubul din sticlă se introduce $CO_2$, $N_2$ și $H_e$. Excitarea se face prin descărcare în curent continuu sau alternativ.

Oglinzile sferice sînt din metal inoxidabil (aurite). Una dintre acestea este prevăzută cu o deschidere pentru a permite emisia; ferestrele se execută din sare gema.

IFTAR — Măgurele produce următoarele lasere:

$H_eN_e$: $\lambda = 632{,}8$ nm; $P = 0{,}3$ mW; mod transversal TEMOD stabilizat în frecvență. $\delta = 10^{-3}$ rad; distanța dintre două moduri axiale : 100 MHz.

$H_eN_e$ LG.50: $\lambda = 632{,}8$ nm; $P = 30$ mW (monomod) și $P = 50$ mW (multimod); diametrul fasciculului $d = 2$ mm;

$H_eN_e$ LGA-2: $\lambda = 632{,}8$ nm; $P = 1$ mW; TEM 00; $d = 0{,}88$ mm; $\delta = 10^{-3}$ rad;]

$N_eN_e$ LGA-3: $\lambda = 632{,}8$ nm; $P = 2$ mW; TEM OO; $d = 0{,}88$ mm; $\delta = 10^{-3}$ rad.

## 2.6. Receptoare de radiații

Caracteristicile unui element fotoelectric sînt: lungimea de undă pentru sensibilitatea spectrală maximă (fig. 2.19), domeniul sensibilității spectrale, rezistența la întuneric $R_0$ în $\Omega$, rezistența la luminozitate $R_H$ în $\Omega$ la o iluminare $E = 1000$ lx, timpul de acționare $t$ (în ms) pînă cînd $R_0$ devine $R_0 = 0{,}65\ R_H$, coeficientul de temperatură $TK$ în °C. Liniaritatea, mărimea și forma suprafeței utile și sensibilitatea în μA/lm. Tabelul 2.12 conține date tehnice despre cîteva elemente fotoelectrice utilizate în construcția de aparate.

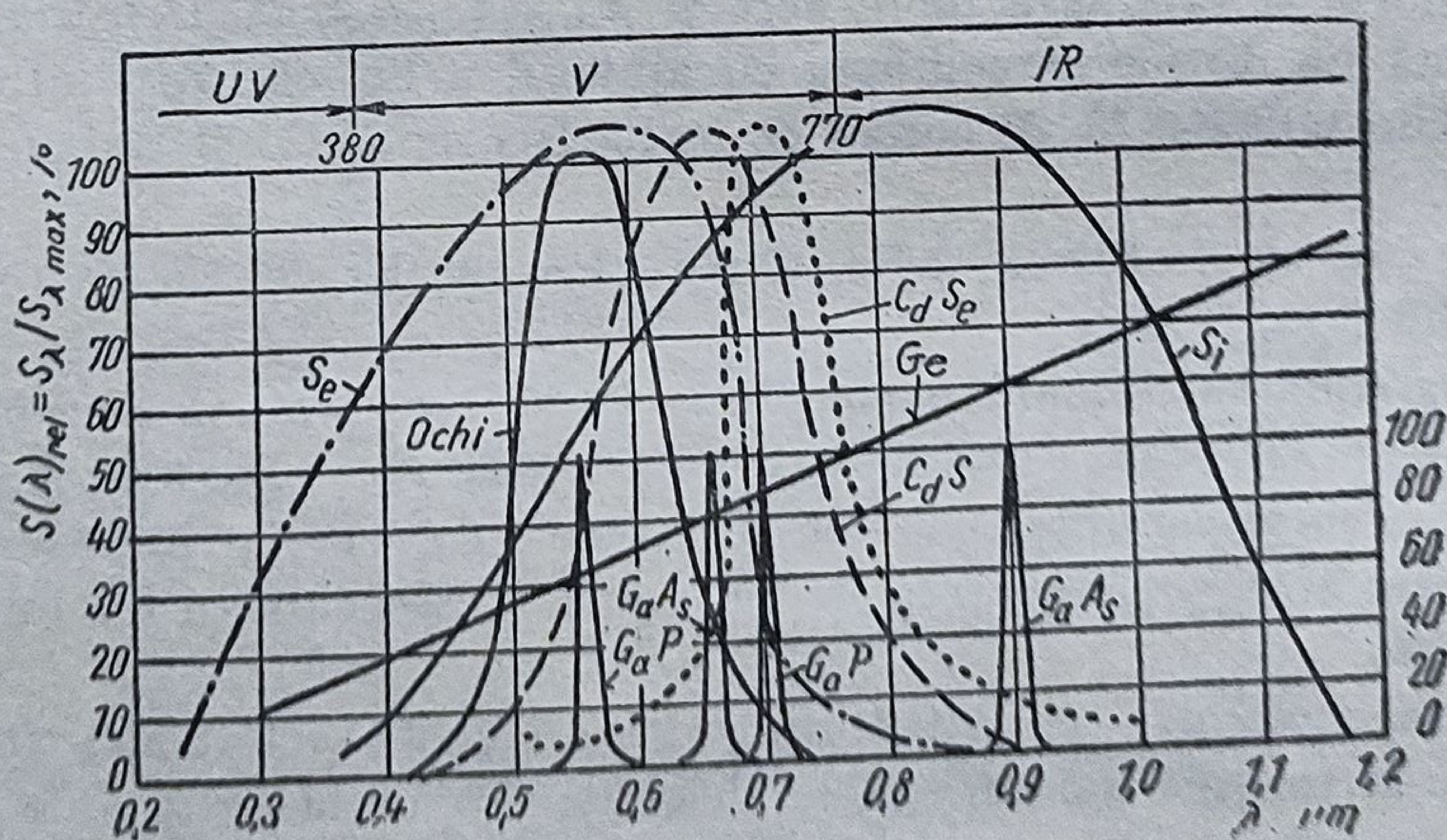



Fig. 2.19. Sensibilitățile spectrale ale unor materiale semiconductoare fotosensibile cu: Si, Se, CdS, Ge, CdSe și domeniile spectrale ale unor diode luminiscente (GaAs, GaAsP, GaP).

*Tabelul* **2.12. Date tehnice pentru fotoreceptoare (FGT H. 8/1981, p. 370—372)**

| Proprietăți | Fotoreceptoare | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Fotocelule cu<br>1. Vacuum<br>2. Gaz | 1. Foto-multiplicator | 1. Fotorezistență | 1. Fotoelemente<br>2. Celule solare | 1. Fotodiode<br>2. Fotodiode în avalanșe<br>3. Fotodiode PIN<br>4. Fotodiode Schattky | 1. Fototranzistor bipolar<br>2. Foto-FET (Feldeffect-tranzistoren) | 1. Fotothyristor |
| Efectul utilizat | Fotoefect exterior | | Fotoefect interior | Fotoefect-strat de baraj (caz particular al efectului intern) | | | |
| Sensibilitatea spectrală max. la $\lambda = \ldots$ nm | 1. Sb-Cs-Kat $\approx 400$ nm<br>Cs-Kat $\approx 800$ nm | 400 ... 530 nm | CdS: 550 ... 680 nm<br>CdSe: 690...750<br>PbS: 2400<br>InSb: 5300 (la 5 K) | 1. Se: 560<br>Si: 850<br>2. Si: 850<br>GaAs: 970<br>CdS: 520 | 1. Ge 1500<br>Si 850<br>2. Ca 1.<br>3. Ca1 și altfel<br>4. Ca1 și mai jos | 1. Ge 1500<br>Si 850<br>2. Ca 1. | Ge: 1500<br>Si: 850 |
| Sensibilitatea luminoasă $S$ la $T_P = 2850$ K | 1.20 ... 150 μA/lm 0,1 ... 10 μA/mW<br>2.0,1 ... 0,3 mA/lm<br>$S_{\varnothing} = f(U)$ | 10 ... 100 μA/lm (sensibilitatea catodului) | 20 μA/1m ... 10 A/lm (răcire) | 1. Se: 0,1 ... 0,7<br>Si ... < 6<br>2. Si ... < 6<br>GaAs: < 6<br>CdS: < 3 μA/lm | 1. Ge: 60 mA/lm<br>Si: 30 mA/lm<br>2. Ge: 12 000 mA lm<br>Si: 30 000 mA<br>3. mai mult decît 1<br>4. 4mA/lm | 1. Ge: 0,3 ... 1<br>Si: 0,3 ... 5<br>2. mai mare decît 1 A/lm | 20 ... 500 lx pt. aprindere, influențabil prin rezistența între $G_K$ și K sau A și $G_A$ |
| Curentul de întuneric $D$ | 1. 0,1 μA<br>2. > 0,1 μA la $u$ > 40 V | 0,1 ... 50 nA | cîțiva μA | | 1. Ge: 4 ... 50 μA<br>Si: 15 pA ...100 nA<br>2. Ge: (4 ... 50) × × 200 μA<br>Si: 15 · $10^3$ pA $10^5$ nA<br>3. Ca 1.<br>4. Ca 1. | 1. Ge: 0,3 ... 100 μA<br>Si: 5 ... 100 nA<br>2. < 1 | nu deranjează |
| Frecvența limită | 1. $10^{10}$ Hz<br>2. $10^5$ Hz | $10^{10}$ Hz | 1 ... $10^3$ Hz la rece mai bine | 1. Se 500 Hz<br>Si $10^5$ Hz<br>2. Datele nu sînt necesare | 1. Ge: $10^5$ Hz<br>Si: $10^8$ Hz<br>2. $10^{10}$ Hz<br>3. > 1 Hz<br>4. 2 · $10^{10}$ Hz | 1. $10^6$ Hz<br>2. $10^8$ Hz | ≈ 10 MHz |
| Coeficientul de temperatură | 1. Foarte mic<br>2. Foarte mic | Foarte mic | 2%/°C | 1. 0,2%/°C<br>2. Cds: foarte mare | 1. 02, ... 2%/°C | 5%/°C | curentul de blocare se dublează la fiecare 8°C |

# 3.

# Sisteme optice lenticulare

## 3.1. Calculul și construcția simpletelor

### 3.1.1. Lentile situate în medii omogene

Cu relațiile (1.38), (1.39), (1.40), (1.77) și (1.78) se pot deduce elementele caracteristice ale unei lentile (fig. 3.1):

$$\varphi' = (n-1)(\rho_1 - \rho_3) + \frac{(n-1)^2}{n} d\rho_1\rho_3; \tag{3.1}$$

$$s_{\bar{F}} = \overrightarrow{S_1\bar{F}} = -f'\left[1 + \frac{d(n-1)}{nr_3}\right]; \tag{3.2}$$

$$s'_{F'} = \overrightarrow{S_3F'} = f'\left[1 - \frac{d(n-1)}{nr_1}\right]; \tag{3.3}$$

$$s_H = \overrightarrow{S_1H} = s_{\bar{F}} - \bar{f} = -f'\frac{(n-1)d}{nr_3} = \frac{r_1 d}{n(r_1 - r_3) - (n-1)d}; \tag{3.4}$$

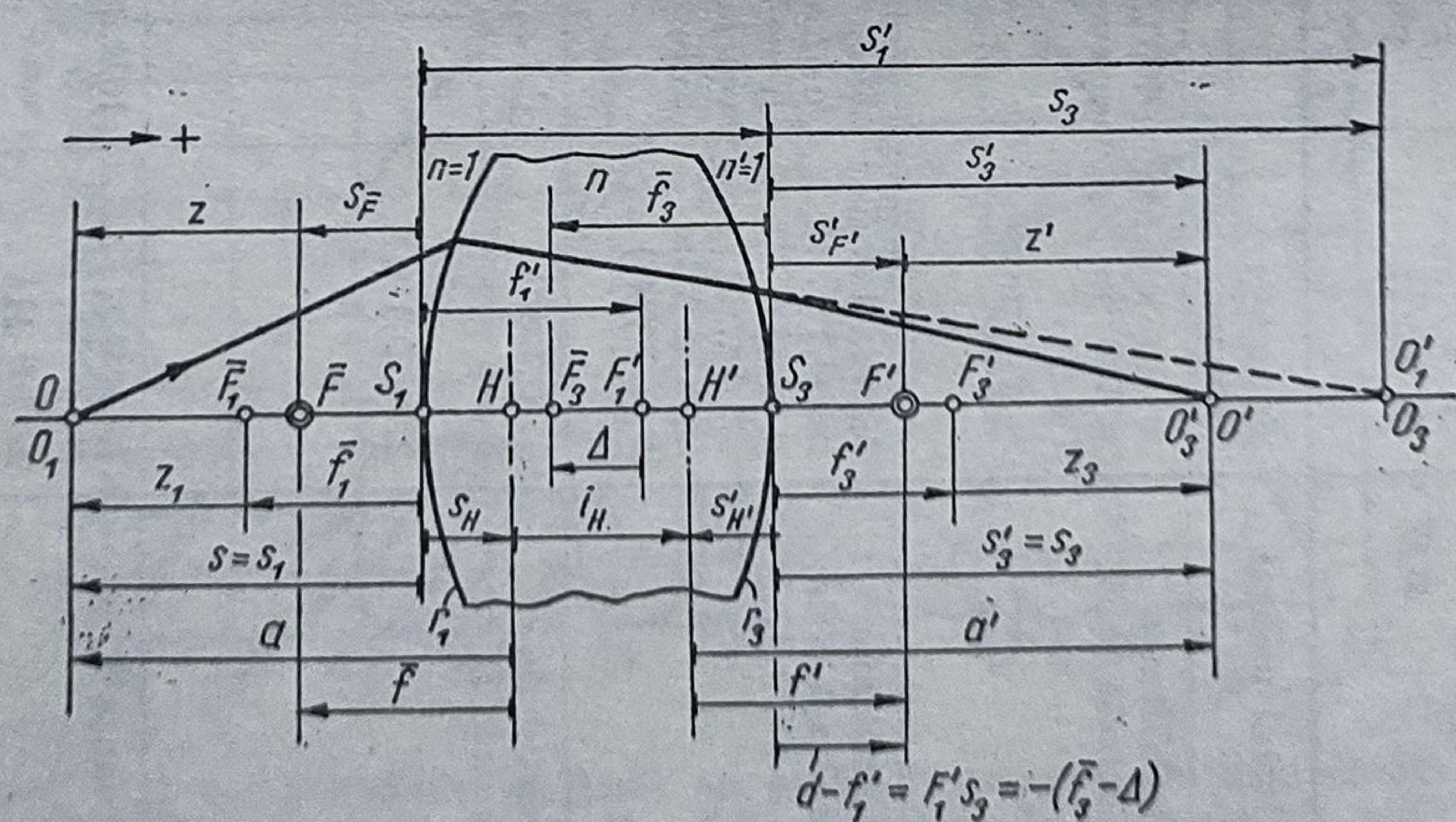



Fig. 3.1. Elementele de calcul la o lentilă groasă.

$$s'_{H'} = \overrightarrow{S_3H'} = s'_{F'} - f' = -f' \frac{(n-1)\,d}{nr_1} = \frac{r_3 d}{n(r_1 - r_3) - (n-1)\,d}; \quad (3.5)$$

$$i_H = \overrightarrow{HH'} = d - s_H + s'_{H'} = \frac{d(n-1)(d + r_3 - r_1)}{n(r_3 - r_1) + (n-1)\,d}. \quad (3.6)$$

În medii diferite $n' \neq n$ și $\bar{f} = -f' \frac{n}{n'}$.

Pentru $n' = n = 1$ (aer) se poate scrie

$$f' = -\bar{f}; \quad 1/a' - 1/a = 1/f'; \quad zz' = -f'^2;$$

$$\alpha = \frac{a'^2}{a^2} = \frac{f'^2}{(a+f')^2};$$

$$\beta' = \frac{y'}{y} = \frac{na'}{n'a} = -\frac{\bar{f}a'}{f'a} = -\frac{\bar{f}}{z} = -\frac{z'}{f'} = \frac{1}{\beta};$$

$$\gamma = \frac{\sigma'}{\sigma} = -\frac{z}{f'} = -\frac{f'}{z'} = \frac{a+f'}{f'};$$

$$\alpha = \beta'^2 = 1/\gamma^2;$$

$$a = \frac{\bar{f}a'}{a' + \bar{f}\frac{n'}{n}} = \frac{f'a}{f' - a} \cdot \frac{n}{n'} = f' \frac{1-\beta'}{\beta'}; \quad (3.7)$$

$$a' = \frac{\bar{f}a}{\bar{f} - a} \cdot \frac{n'}{n} = \frac{f'a}{a + f'\frac{n}{n'}} = f'(1 - \beta'); \quad (3.8)$$

$$C = \overrightarrow{OO'} = a' - a + i_H = f'(2 - \beta' - 1/\beta') + i_H \approx$$
$$\approx -f'(1 - \beta')^2/\beta', \quad (3.9)$$

în care $\beta'$ este negativ;

grosimea lentilei convergente (fig. 3.2, *a* și *b*)

$$d = \frac{D_l^2}{8(n-1)f'}; \quad (3.10)$$

grosimea lentilei convergente la margine (fig. 3.2, *c*):

$$t \geqq 0{,}05\, D_l; \quad (3.11)$$

grosimea lentilei divergente pe axa optică (fig. 3.2, *d*):

$$d \geqq 0{,}03\, D_l; \quad (3.12)$$

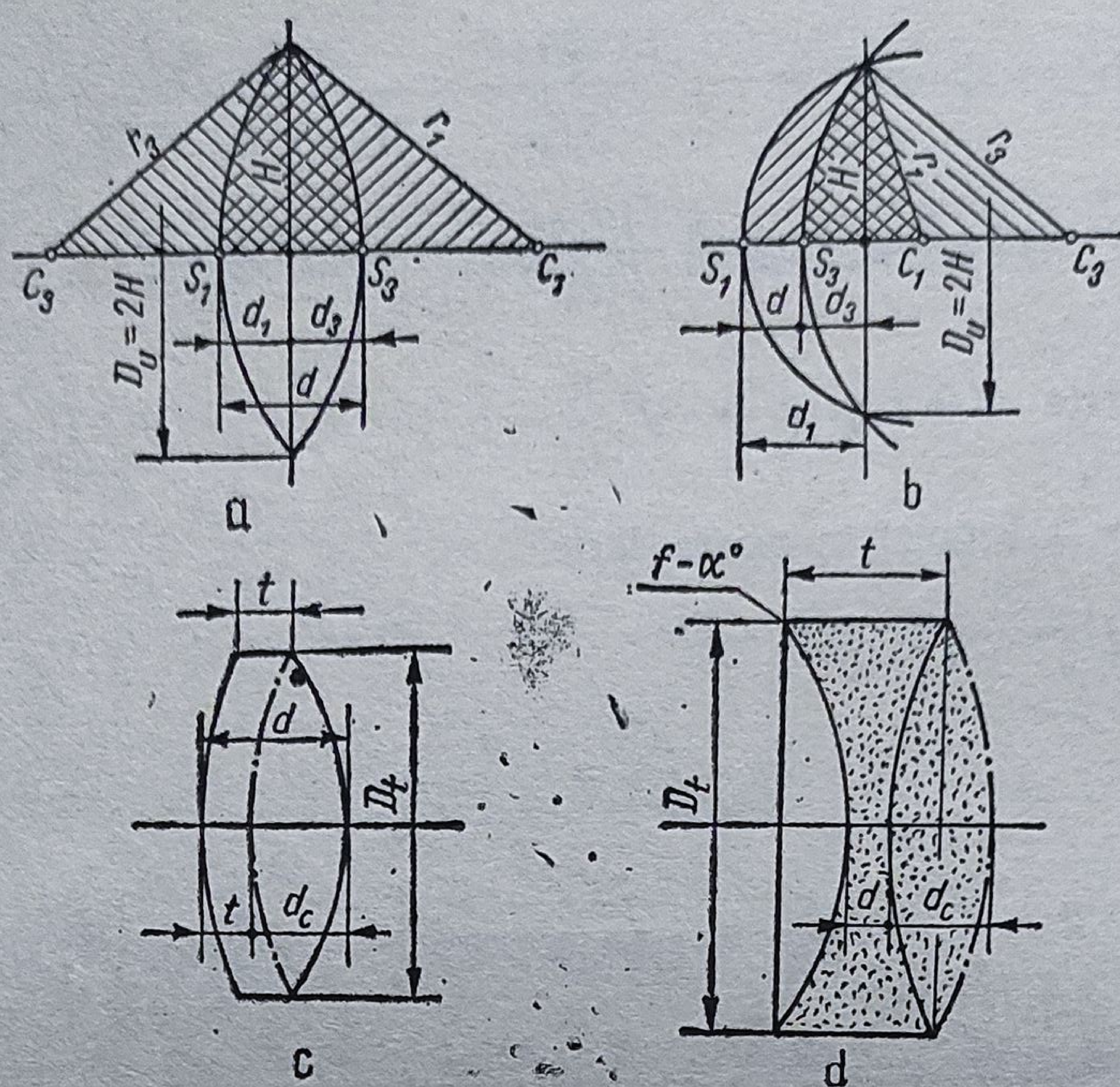



Fig. 3.2. Grosimile lentilelor.

grosimea totală a lentilei convergente pe axa optică:

$$d_c = \frac{D_t^2}{8(n-1)f'} + 0{,}05\,D_t\,; \tag{3.13}$$

grosimea totală a lentilei divergente la margine:

$$t_d = 0{,}03\,D_t - \frac{D_t^2}{8(n-1)f'_d}\,. \tag{3.14}$$

*Relații de verificare*:

$$4d + 10\,t \geqq D_t\,; \text{ (lentile convergente);} \tag{3.15}$$

$$12d + 3\,t \geqq D_t\,; \text{ (lentile divergente).} \tag{3.16}$$

Abaterile de poziție ale lentilelor sînt date în tabelul 3.1.

### 3.1.2. Lentile cu proprietăți speciale

În tabelul 3.2. sînt redate cîteva tipuri de lentile caracterizate prin proprietăți deosebite privind corecția anumitor aberații, realizarea unor anumite imagini sau măriri optice.

*Tabelul 3.1.* **Abaterile de poziție ale sistemelor lenticulare**

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 1. *Abateri axiale*<br>Poziția punctului imagine depinde de mai multe mărimi și nu este posibilă ajustarea.<br>Dacă se realizează propagarea telecentrică, pot fi efectuate două reglaje independente ($M$):<br>— deplasarea obiectului 0, pentru realizarea măririi $\beta'$;<br>— deplasarea ecranului, pentru realizarea netității imaginii. | | $\Delta a' = \Delta a\left[\left(\frac{a'}{a}\right)^2 - 1\right] =$<br>$= \Delta a(\beta'^2 - 1)$<br>$\beta'_e = \frac{a' + a\beta'^2}{a + \Delta a} \neq \beta'$ |
| 2. *Abateri transversale*<br>Abaterile transversale care apar la montaj ori la deplasarea sistemelor (sistemul de focalizare interioară de la luneta teodolitului) trebuie să aibă distanță focală mare. | | $b = a'\,\mathrm{tg}\,\alpha =$<br>$= a'\frac{V}{f'} = a'V\varphi' =$<br>$= \frac{V}{f'} \cdot 3438$ min.<br>$V = f'\alpha/3438$ mm |
| 3. *Abateri unghiulare*<br>La rotirea sistemului cu unghiul $\varphi$ în jurul punctului nodal apare o deplassre $h = i \sin \varphi$.<br>Pentru unghiuri mici se poate scrie: $h = i\varphi$. | | $h = i \sin \varphi$ |
| 4. *Planul obiect este înclinat față de axa optică*<br>În acest caz este necesar ca și planul imagine (ecranul) să fie înclinat cu unghiul $w'$ față de axa optică, pentru ca imaginea să fie netă pe ecran. | | $h = -a/w = -a'/w'$<br>$w' = \frac{\Delta a'}{y'} = \frac{w}{\gamma} =$<br>$= \frac{\alpha}{\beta} w,$<br>în care $\alpha$, $\beta'$, $\gamma$ sînt măririle optice. Planele obiect și imagine trebuie să se întîlnească la înălțimea $h$ din planul principal. |

**Tabelul 3.2. Lentile cu proprietăți deosebite**

| Denumire și descriere | Schema optică | Relații de calcul |
|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 |
| 1. *Meniscul aplanetic convergent*<br><br>Imaginea 0′ a punctului obiect 0 situat în centrul $C_1$ (fig. 1, *a*) este corectată de sfericitate și de coma cînd sînt satisfăcute condițiile de pe coloana nr. 3.<br><br>Centrul $P_i$ este proiectat de suprafața *1* în centrul suprafeței 2 la distanța $p_1'$.<br><br>Se utilizează în construcția obiectivelor de microscop, condensoarelor și colectoarelor dispozitivelor de iluminare, deoarece pot avea deschideri foarte mari (fig. 1, *b*).<br><br>Un caz special îl constituie meniscul Amici fig. 1, *c* | | $r_1 = s_1 = s_1'$;<br>$r_2 = n(s_1 - d)/(n+1)$;<br>$ab = r_2^2;\ a = r_2/n;\ b = nr_2$;<br>$s = \frac{n+1}{n} r_2;\ s' = (n+1) r_2$;<br>$\frac{s'}{s} = n$;<br>$r_2 = \frac{n}{n^2-1} r_1(\sqrt{n^2-\sin^2\sigma} - \cos\sigma);\ s' = (n+1) r_2$;<br>$s = r\left(1 + \frac{n'}{n}\right);\ r_2 = r_1 - d$;<br>$s' = r\left(1 + \frac{n}{n'}\right)$;<br>$f' = -n^2(s_1 - d)\, s_1/(n - 1)(d + ns_1)$;<br>$p_1' = d + r_2$;<br>$\sin\sigma/\sin\sigma' = n = \text{const}$;<br>$p_1 = s_1(d + r_2)/[ns_1 - (n-1)(d + r_2)]$.<br>pentru $s = -\infty$ meniscul devine o lentilă plan convexă cu diafragma situată anteiror la distanța $p_1 = p = (d + r_2)/n$ |
| 2. *Meniscul aplanetic cu suprafețe concentrice*<br>Datorită lipsei refracției razei $R_{pp}$ și simetriei în jurul acestei raze sînt corectate: coma, astigmatismul, distorsiunea și cromatismul de mărire. Aberațiile sferică și cromatică reziduale sînt mari. | | $r_1 = s_1;\ r_2 = s_1 - d$;<br>$f' = -\frac{n-1}{n} \cdot \frac{s_1 - d}{d} s_1$;<br>$\Sigma\mathcal{P} = \frac{n-1}{n} \cdot \frac{d}{r_1(r_1 - d)}$.<br>Pentru grosimi mici $d$ lentila acționează divergent. Cînd $r_2 = r_1$ rezultă o lentilă convergentă cu focala $f' = nr_1^2/d(n-1)^2$ și $\Sigma\mathcal{P} = 0;\ p = r_1$. |

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 3. ***Meniscul aplanetic divergent*** Suprafața *1* este aplanetică pentru 0; suprafața *2* este aplanetică și concentrică cu punctul imagine aplanetic al suprafeței *1*. Suprafața *1* proiectează $P_i$ în centrul de curbură $C_2$. | | $r_1 = s_1/(n+1)$; $r_2 = s_1/n - d$; $f' = s_1(s_1 - nd)/(n - 1)[s_1 - d(n+1)]$; $p_1 = s_1(d + r_2)/[ns_1 - (n^2 - 1)(d + r_2)]$. Pentru $s_1 = -\infty$ lentila devine plancovexă cu diafragma situată în față, la distanța $p_1 = (d + r_2)/n$ |
| 4. *Meniscul aplanetic cu raze egale* Suprafața *1* este aplanetică pentru punctul obiect 0; suprafața 2 este aplanetică pentru imaginea 0′ a punctului 0 | | $r_1 = s_1/(n+1)$; $r_2 = (s_1 - nd)/(n+1)$; $f' = -ns_1(s_1 - dn)/(n^2 - 1)d$; $p_1 = s_1(d + r_2)/[(ns_1 - (n^2 - 1)\cdot(d + r_2)]$. Pentru $s_1 = -\infty \rightarrow p_1 = (d + r_2)/n$ și lentila degenerează într-o lamă plan-paralelă |
| 5. *Lentila sferă și lentila cilindru* Lentilă echiconvexă care servește ca lupă. Dacă suprafața 2 se metalizează, fasciculul este reflectat deviat cu $D = 180°$; (ochi de pisică) | | $r_1 = +r = -r_2$; $d = 2r$; $f' = \frac{r}{2}\cdot\frac{n}{n-1}$; $s'_{F'} = \frac{r}{2}\cdot\frac{2-n}{n-1}$; $s_H = r$; $s'_{H'} = -r$. Pentru $\frac{d}{n} = \frac{r}{n-1}$; $\rightarrow s_2 = s'_2 = 0$. Pentru $r_1 \neq r_2$ se admite: $r_1 = (n-1)d/n$; $r_2 = -d/n$; $f' = d/n$ |
| 6. *Lentilă stigmatică* O lentilă plan convexă cu suprafața plană spre planul imagine și diafragma după lentilă este lipsită de astigmatism dacă deschiderea relativă este mică. | | |

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 7. *Meniscul Maksutov*<br>Este o lentilă menisc groasă, concentrică cu pupila de intrare; coma și astigmatismul sînt nule. Se folosește pentru corectarea aberațiilor de sfericitate ale oglinzilor sferice | Og | Pentru $P/f' \geq 1$ diafragma se montează după lentilă<br>La $P_1/f' = 1/1{,}5$ rezultă $2\sigma_p = 60°$ și meniscul devine semisferă |
| 8. *Lentila hiperbolică*<br>Lentilă cu aberația sferică nulă | y, $s'=\infty$, $\bar{F}$, V, $C_1$, $r_0$, $\cdot\bar{f}$, Plan, Hiperboloid | $f' = \dfrac{r_0}{n-1}$;<br>$y^2 = \dfrac{b^2}{a^2} z(2a+z)$;<br>$Z_M = -a + \sqrt{a^2 + y_M^2 a/r_0}$;<br>$a = f'/(n+1)$ — semiaxa reală;<br>$b$ — semiaxa virtuală;<br>$r_0$ — raza de curbură a sferei tangentă la hiperbolă în vîrful $V$;<br>$e_{num} = \sqrt{1 + b^2/a^2} = n$ |
| 9. *Lentila eliptică*<br>Lentila cu aberația sferică nulă | y, M, V, n, F', $C_1$, $C_2$, z, $r_0$, Sferă, Elipsoid | $\bar{f} = \dfrac{nr_0}{n-1}$;<br>$f' = r_3$;<br>$y^2 = \dfrac{b^2}{a^2} z(2a-z)$;<br>$Z_M = a - \sqrt{a^2 - y_M^2 a/r_0}$;<br>$a = f'n/(n+1)$;<br>$e_{num} = \sqrt{1 - b^2/a^2} = 1/n$;<br>$r_0$ — raza sferei suprapuse cu elipsa în vîrful $V$;<br>$a, b,$ — parametrii elipsei |
| 10. *Lentila de cea mai bună formă privind aberațiile de sfericitate* | $s'=\infty$, $\bar{F}$, $\lvert r_1\rvert > \lvert r_2\rvert$<br>$s=-\infty$, F', $\lvert r_1\rvert < \lvert r_2\rvert$ | $\dfrac{r_1}{r_2} = \dfrac{2n^2 - n - 4}{n(2n+1)}$,<br>pentru $s = -\infty$ |
| 10′ *Lentila de cea mai bună formă privind aberația de coma* | Diafragma situată în planul principal și $d = 0$ | $\dfrac{1}{r_1} = \dfrac{n^2}{f'(n^2-1)}$,<br>pentru $s - \infty$ |

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 11. *Lentila homotopică.* Lentila care formează imaginea obiectului suprapusă cu obiectul<br>*Aplicaţii* : *Lh* introdusă între obiectiv şi planul imagine permite punerea la punct netă pentru o culoare şi mai puţin pentru altele.<br>*Lh* modifică focala unui sistem dar nu influenţează abscisa obiect | a) $r_2 = \infty$<br><br>Exemplu: $n = 1{,}5$; $s_1 = 50$ mm; $d = 30$ mm.<br>Rezultă: $r_1 = 100$ mm; $\beta' = 0{,}8 : 1$ | Se dă: $r_2 = \infty$, $s_1$, $n$, $d$;<br>$s'_1 = nr_1s_1/[r_1 + (n-1)s_1]$;<br>$s_2 = s'_1 - d$; $(s'_1 - d)/n = s_1 - d$;<br>$s'_2 = s_2/n = s_1 - d$;<br>$s'_1 = n(s_1 - d) + d = ns_1 - (n-1)d$;<br>$r_1 = [ns_1^2 - (n-1)s_1d]/d$;<br>$\beta' = s'_1s'_2/s_1s_2$;<br>$s'_2 = s_2/n$; $s'_2/s_2 = 1/n$;<br>$s'_1/s_1 = nr_1/[r_1 + (n-1)s_1]$;<br>$\beta' = [ns_1 - (n-1)d]/ns_1$;<br>lentila micşorează ($\beta' < 1$) |
| Condiţia pentru imagine homotopică:<br>$s'_2 = s_1 - d$<br>Dacă lumina se propagă în sens invers imaginea este mărită de $1/\beta'$. Dacă se conectează $k$ lentile homotonice imaginea este mărită de $k$ ori | b) $r_1 = \infty$<br>Exemplu: $n = 1{,}5$; $s_1 = 50$ mm; $d = 30$ mm.<br>Rezultă: $r_2 = -30$ mm; $\beta' = 2/3 : 1$. | $s'_1 = ns_1$; $s_2 = ns_1 - d$;<br>$s'_2 = r_2s_2/[nr_2 + (n-1)s_2]$;<br>$s'_2 = r_2(ns_1 - d)/[nr_2 + (n-1)\cdot(ns_1 - d)]$;<br>$s'_2 = s_1 - d$;<br>$r_2 = -(ns_1 - d)(s_1 - d)/d$;<br>$\beta' = s'_1s'_2/s_1s_2 = n(s_1 - d)/(ns_1 - d)$ |
| | c) *Cazul general*<br><br>Exemplu: $f' = 200$ mm; $d = 30$ mm; $i = 10$ mm.<br>Rezultă: $a_1 = 50$ mm; $a_2 = -40$ mm; $a'_1 = 40$ mm; $a'_2 = -50$ mm | $a' = a - i$;<br>$a' = af'/(a + f')$;<br>$a = a'f'/(f' - a')$;<br>$a = \frac{i}{2} \pm \sqrt{\frac{i^2}{4} + if'}$;<br>$a' = -\frac{i}{2} \pm \sqrt{\frac{i^2}{4} + if'}$;<br>$\beta' = a'/a$;<br>$i = a^2/(a + f')$.<br>Rezultă două soluţii pentru $a$ şi $a'$, cu semne contrare. (Obiectul şi imaginea sînt situate în faţa lentilei sau după lentilă) |

*Tabelul* 3.2 (continuare)

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 12. *Meniscul telescopic (afocal)*<br>Acționează ca o lunetă mărind (←) sau micșorînd (→). Este un sistem astigmatic supracorectat, capabil să corecteze astigmatismul unei lentile biconvexe | | Dacă $d = \frac{n}{n-1}(r_1 - r_2)$ razele au același semn și sistemul devine telescopic. Lentila funcționează și invers:<br>$r_1 = d\frac{\beta'(n-1)}{(\beta'-1)n}$;<br>$\overline{C_1C_2} = d/n$;<br>$r_2 = r_1 - (n-1)\,d/n$;<br>$d = r_1 n(\beta'-1)/\beta'(n-1)$;<br>$r_1/r_2 = 1{,}2 \ldots 1{,}3$.<br>$\gamma = \frac{r_1}{r_2} = 1 + \frac{d}{n}\cdot\frac{n-1}{r_2} =$<br>$= \frac{1}{\beta'} = \frac{H_2}{H_1}$ |
| 13. *Lama Schmidt*<br>Supfafața 1 acționează convergent la mijloc și divergent la periferie. Corectează aberațiile de sfericitate ale oglinzilor | | Se obține prin prelucrarea deformată a unei lame plan-paralele fixată prin vid |
| 14. *Meniscul Höegh*<br>Introdus de Höegh în anul 1900 pentru mărirea cîmpului la obiectivul Hypergon | | $\varphi'_1 = -\varphi'_2;\ r_1 = r_2;$<br>$\frac{1}{f'} = \frac{d}{n}\cdot\varphi'^2_1;$<br>$\varphi'_1 = \frac{n-1}{r_1};\ \varphi'_2 = \frac{1-n}{r_2};$<br>$\frac{1}{f'} = \varphi'_1 + \varphi'_2 - \frac{d}{n}\varphi'_1\varphi'_2;$<br>$s_1 = -\frac{r_1}{n-1} = s'_2.$<br>Cazul $0 < r_1 < \frac{n-1}{n}d$ se exclude |
| 15. *Lentila plan-convexă* | | $r_1 = \infty;\ r_2 = -r;$<br>$s_F = -\frac{r}{n-1} - \frac{d}{n};$<br>$s'_{F'} = \frac{r}{n-1};$<br>$f' = \frac{r}{n-1}$ |

Tabelul 3.2 (continuare)

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 16. *Lupa vizelet*<br>Imaginea $y'$ se află situată în același plan cu obiectul.<br>Se folosetșe și ca lupă cilindrică pentru scări gradate.<br>Pentru $n = 1{,}6$ lupa este corectată de distorsiune | y' y O'≡O | $d = r$;<br>$s_1 = s_1' = 0$;<br>$s_2 = -r = s_2'$;<br>$\beta_1' = 1$; $\beta_2' = +n$;<br>$\beta' = \beta_1' \cdot \beta_2' = +n$;<br>$y' = ny$ |
| 17. *Lupa Stanhope*<br>Are forma cilindrică cu obiectul pe suprafața plană | l y' y r O' O C S z r z' | $CS = r$; $\frac{1}{z} - \frac{n}{z'} = \frac{1-n}{r}$;<br>$CO = z$;<br>$CO' = z'$; $\gamma = z'/z$;<br>$SO = l$;<br>pentru $z' = \infty \rightarrow$<br>$r = (1-n)z =$<br>$= (1-n)(r+l)$;<br>$r = \frac{(1-n)\,l}{n}$;<br>$\frac{y}{z} = \frac{y}{r+l}$ |
| 18. *Lentilă de planare*<br>Este o lentilă divergentă montată lîngă planul imagine al unui sistem optic. Aceasta nu influențează puterea, dar micșorează curbura lui Petzval | Plan imagine | |
| 19. *Meniscul divergent gros*<br>Are $\Sigma\mathcal{P} > 0$ și $\Sigma\varphi' > 0$ pentru $d > n(r_1 - r_2)/(n-1)$.<br>Se folosește în construcția obiectivelor aplanate | | |
| 20. *Lentila Amici — Bertrand*<br>Lentila A.-B. este o lentilă convergentă rabatabilă, montată între ocular și analizor în microscopul polarizant. Aceasta permite trecerea rapidă de la observarea ortoscopică la observarea conoscopică, necesară pentru studierea imaginilor axelor cristalelor. După conectarea acestei lentile, imaginile axelor cristalelor sînt proiectate din planul focal imagine al obiectivului în planul focal obiect al ocularului și deci sînt percepute de ochi. (Ideia a fost dată de Giovanni Battista Amici (1786—1863) și utilizată de Emile Bertrand (1844—1909). | | |

### 3.1.3. Lentile situate în medii diferite

$$n \neq n_L \neq n'; \quad f/f' = -n/n';$$

$$\frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f} = \frac{n'}{a'} - \frac{n}{a}; \quad \frac{f}{a} + \frac{f'}{a'} = 1;$$

$$a = \frac{a'f}{a' + f\dfrac{n'}{n}} = \frac{a'f'}{f' - a'}\cdot\frac{n}{n'} = f'\left(\frac{1}{\beta'} - 1\right) = -f\left(\frac{1}{\beta'} - 1\right)\frac{n'}{n};$$

$$a' = \frac{af}{f - a}\cdot\frac{n'}{n} = \frac{af'}{a + f'\dfrac{n}{n'}} = f'(1 - \beta') = -f(1 - \beta')\frac{n'}{n};$$

$$zz' = ff' = -f'^2\frac{n}{n'} = -f^2\frac{n'}{n}; \quad \beta' = \frac{y'}{y} = \frac{na'}{n'a} =$$

$$= -\frac{fa'}{f'a} = -\frac{f}{z} = -\frac{z'}{f'};$$

$$\gamma' = \frac{\sigma'}{\sigma} = \frac{a}{a'} = \frac{f}{z'} = \frac{z}{f'}; \quad \alpha' = \frac{\Delta z'}{\Delta z} = \frac{na'^2}{n'a^2} = -\frac{fa'^2}{f'a^2} = -\frac{z'}{z};$$

$$\beta'\gamma' = -\frac{f}{f'} = \frac{n}{n'}; \quad \alpha' = \beta'/\gamma'; \quad l = \overline{OO'} = f'\left(2 - \frac{1}{\beta'} - \beta'\right) + i_H =$$

$$= f'\frac{(\beta' - 1)^2}{\beta'} + i_H = -f\left(2 - \frac{1}{\beta'} - \beta'\right)\frac{n'}{n} + i_H.$$

### 3.1.4. Lentile infinit subțiri cu aberații de sfericitate minime

1) $\underline{a \neq -\infty}$

$$-\frac{2n+1}{n-1}\cdot\frac{1}{f'^2} - \frac{4(n+1)}{n}\cdot\frac{1}{af'} + \frac{2(n+2)}{n}\cdot\frac{1}{r_1 f'} = 0;$$

$$-C_1\frac{1}{f'^2} - C_2\frac{1}{af'} + C_3\frac{1}{r_1 f'} = 0.$$

Pentru $f' = 1$ rezultă razele:

$$r_1 = \frac{C_3}{C_1 + C_2/a}; \quad r_2 = -\frac{r_1(n-1)}{r_1 - (n-1)}.$$

Pentru $f' \neq 1$, razele $r_1$ și $r_2$ se multiplică cu focala.

2) $a = -\infty$; $f' = 1$

$$r_1 = \frac{2n^2 + 2n - 4}{2n^2 + n}; \quad r_2 = -\frac{r_1(n-1)}{r_1 - (n-1)};$$

$$\frac{r_1}{r_2} = -\frac{4 + n - 2n^2}{2n^2 + n}.$$

Dacă se folosesc mai multe lentile de cea mai bună formă, spre exemplu, realizarea unui condensor, trebuie satisfăcuttă condiția suplimentară:

$$f_1' = f'(1 + 1/c); \quad f_2' = cf_1',$$

sau:

$$f_1' = f'(1 + 1/c + 1/c^2); \quad f_2' = cf_1'; \quad f_3' = cf_2',$$

unde $c$ depinde de $\beta'$ (fig. 3.3).

### 3.1.5 Lentile pentru ochelari

La ochiul ametrop, punctum remotum $R$ nu se află situat la infinit, ci pe o suprafață sferică cu centrul suprapus cu punctul de rotație a ochiului. Pentru ca imaginea acestuia să se formeze pe retină trebuie folosite lentile convergente și divergente, ale căror focare imagine să fie situate pe suprafețele obiect remotum (fig. 3.4).

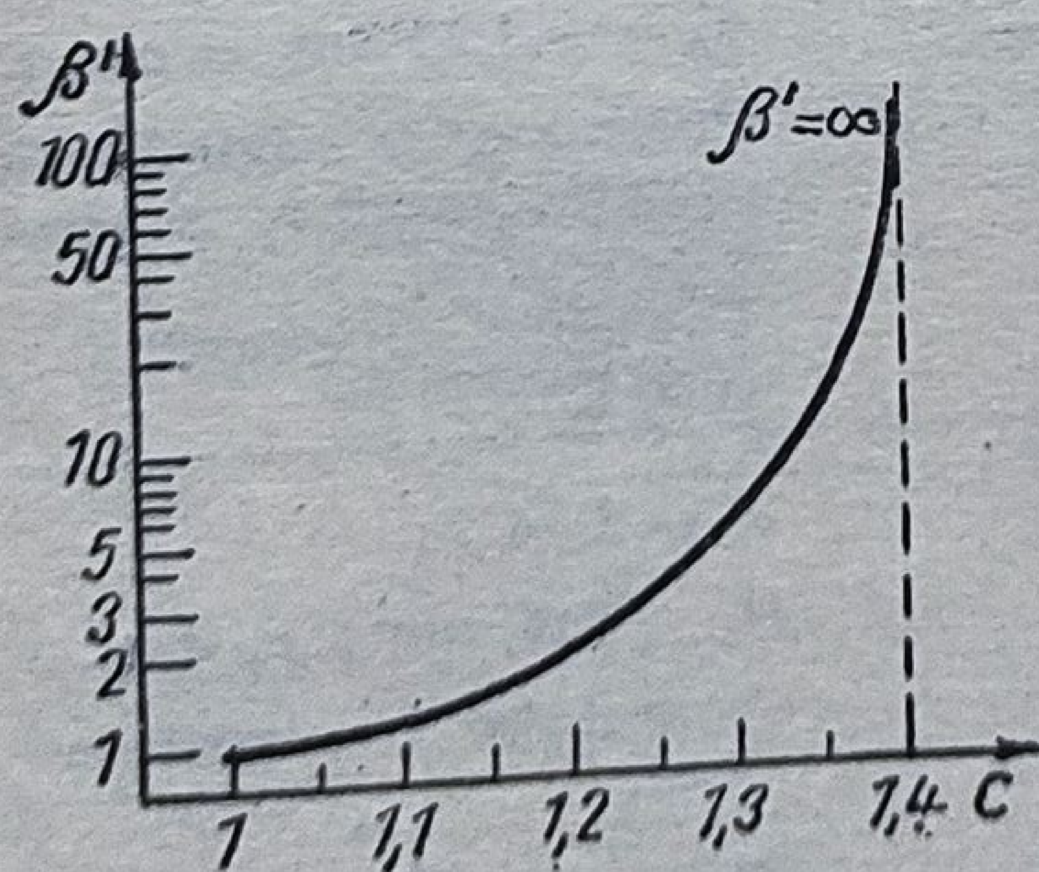



Fig. 3.3. Numărul C funcție de β pentru calculul lenticulelor de cea mai bună formă.

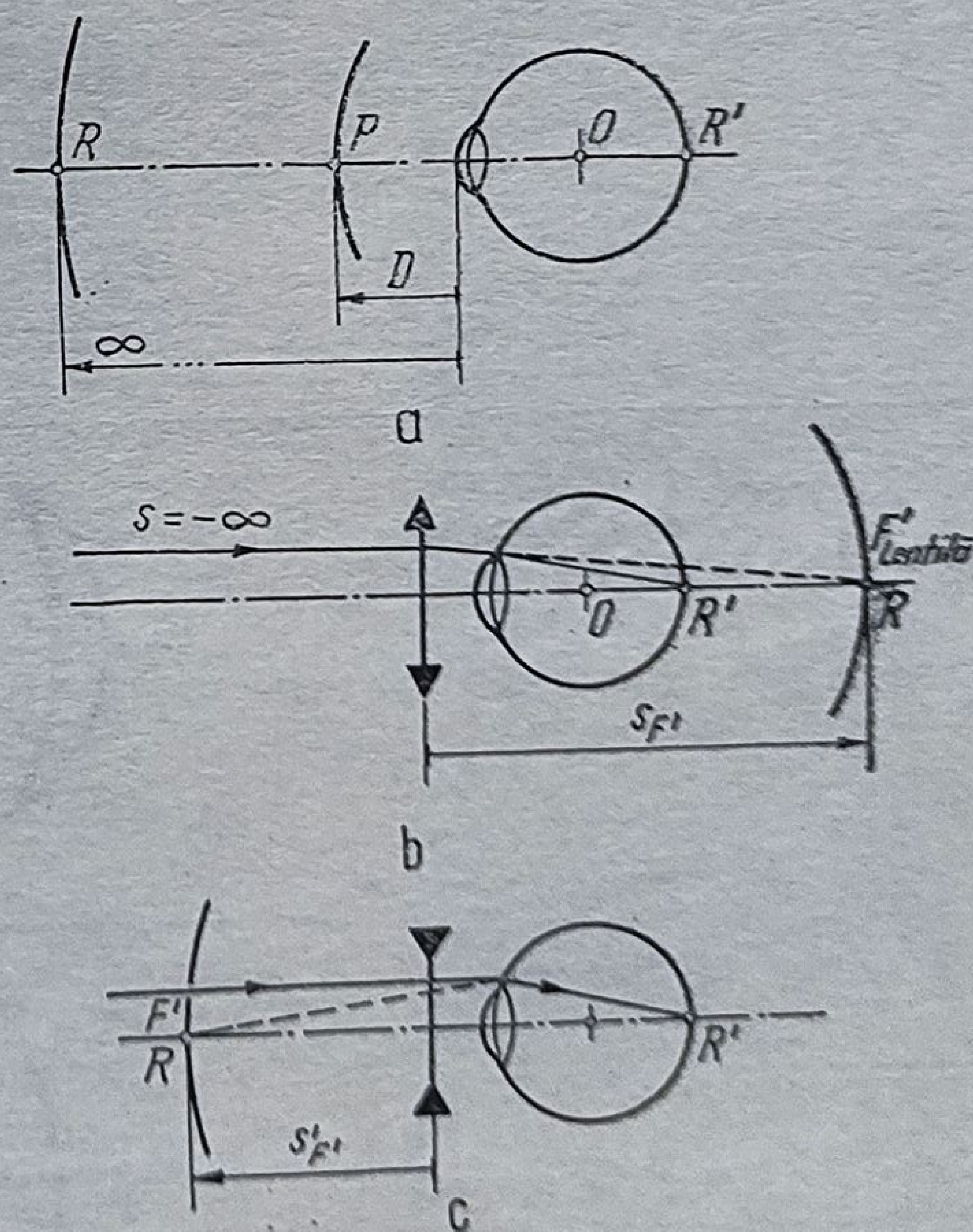



Fig. 3.4. Punctele proximum și remotum: a — la ochiul emetrop; b — hipermetrop; c — miop.

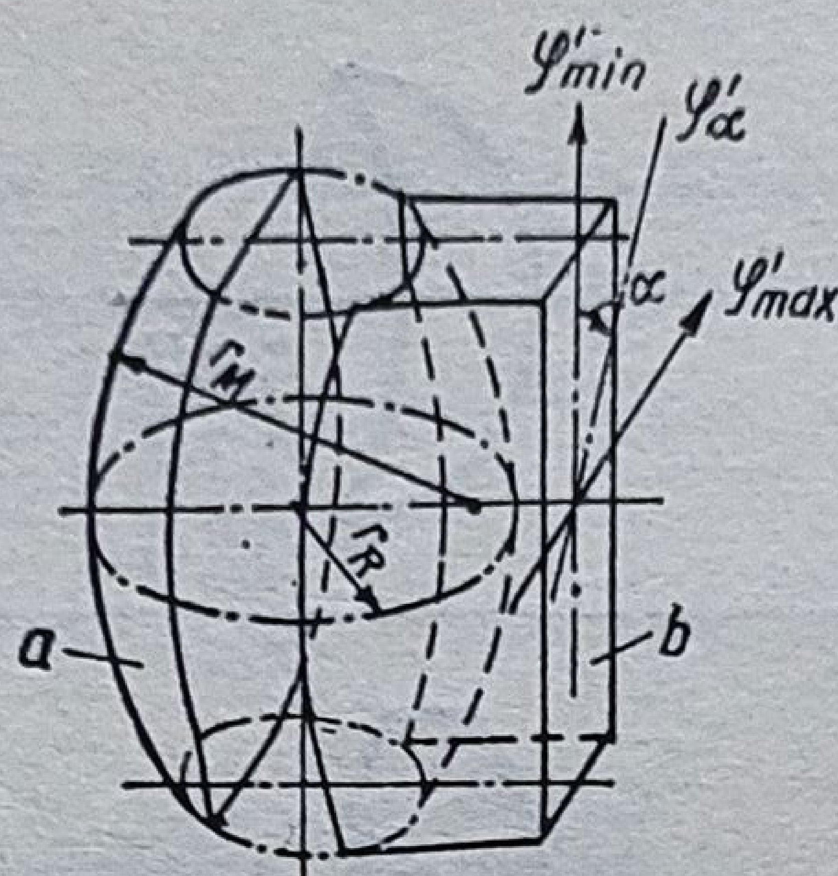
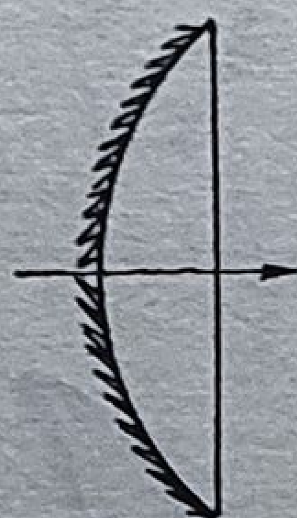
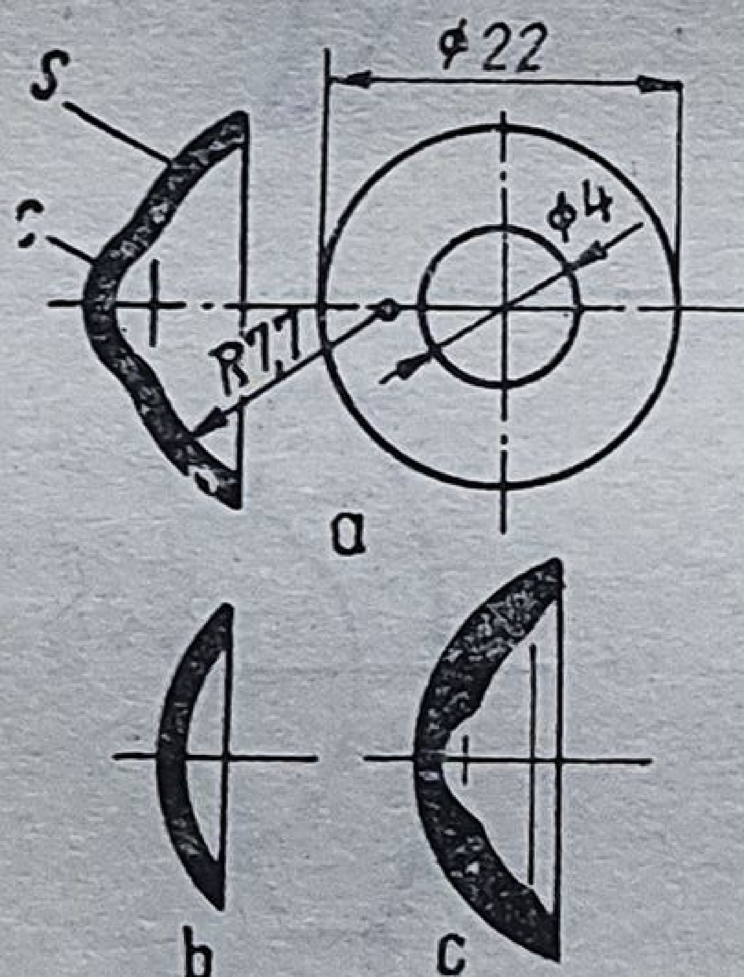
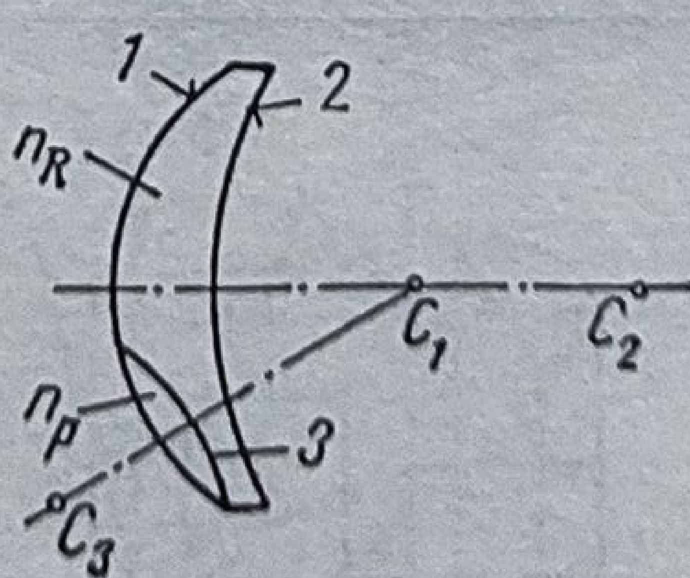
Principalele forme de lentile utilizate pînă acum sînt reprezentate în tabelul 3.3. Dintre acestea, lentilele din poziția nr. 5 asigură o corecție mai bună a astigmatismului; celelalte sînt utile doar pentru anumite puteri.

*Tabelul 3.3.* **Lentile pentru ochelari**

| Nr. crt. | Denumire | Forma și orientarea față de ochi | Caracteristici |
|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 |
| 1 | Biconvexe (convergente)<br><br>Biconcave (divergente) | a: $r_2=-r_1$; $r_1>0$, $r_2<0$<br>b: $r_2=-r_1$; $r_1<0$, $r_2>0$ | Lentile sferice<br>$r_1 = -r_2$;<br>$-r_1 = r_2$.<br>Pentru unghiuri mari au astigmatism.<br>Nu se mai utilizează |
| 2 | Planconvexe (convergente).<br>Planconcave (divergente) | a: $r_1>0$, $r_2=\infty$<br>b: $r_1=\infty$, $r_2>0$ | Au astigmatism mai mic lentilele *Bi*.<br>Pentru $\varphi' = -21$ dptr sînt corectate complet de astigmatism.<br>Se evită utilizarea |
| 3 | *Periscopice cu bază mare:*<br>a) convergente; | $r_1>0$, $r_2>0$ | $n = 1{,}5225$;<br>$r_2 = 418$ mm; $r_1 < r_2$;<br>$\varphi_2' = -1{,}25$ dpt = const.<br>Puterea $\varphi'$ se asigură prin variația razei $r_1$ și deci a puterii $\varphi_1'$.<br>Suprafața 2 constituie *bază* |
| | b) divergente | $r_1>0$, $r_2>0$, $r_2<r_1$ | $n = 1{,}5225$;<br>$r_1 = 418$ mm; $r_2 < r_1$.<br>Suprafața 1 constituie *bază*;<br>$\varphi_1' = +1{,}25$ dptr sînt corectate bine între $-14$ și $-24{,}5$ dptr |

| 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|
| 4 | *Menisc*<br>a) convergente; | $r_1 > 0$<br>$r_2 > 0$<br>$r_2 > r_1$ | $n = 1{,}5225$;<br>$r_2 = 87$ mm; $r_1 < r_2$;<br>$\varphi_2' = -6$ dpt (bază) |
| | b) divergente | $r_1 > 0$<br>$r_2 > 0$<br>$r_2 < r_1$ | $n = 1{,}5225$;<br>$r_1 = 87$ mm; $r_2 < r_1$;<br>$\varphi_1' = +6$ dpt *(bază)*.<br>Corectate complet numai pentru $\varphi' = -4{,}5$ dptr și $-23{,}5$ dptr |
| 5 | *Punctal* (anastigmate) (corectate complet de astigmatism)<br>a) convergente | $r_1 > 0$<br>$r_2 > 0$<br>$r_1 < r_2$ | $n = 1{,}5225$.<br>Pentru $\varphi' = 0 \ldots +6$ dptr s-au folosit 7 raze de bază $r_2$ și 14 raze $r_1$. Raza minimă $r_1 = 53$ mm.<br>Pentru $\varphi' = +6{,}5, \ldots +20$ dptr s-au folosit 8 raze de bază $r_2$ și 14 raze $r_1$. Raza minimă $r_1 = 26$ mm |
| | b) divergente | $r_1 > 0$<br>$r_2 > 0$<br>$r_2 < r_1$ | $n = 1{,}5225$.<br>Pentru $\varphi' = 0 \ldots -6$ dpt s-au folosit 6 raze de bază $r_1$ și 10 raze $r_2$, raza minimă $r_2 = 53$ mm.<br>Pentru $\varphi' = -6{,}5 \ldots -20$ dptr s-au folosit 7 raze de bază $r_1$ și 19 raze $r_2$.<br>Raza minimă $r_{2\,min} = 26$ mm |
| 6 | *Lentile cilindrice*<br>a) convergente<br>b) divergente | $\varphi'_{min}$, $\varphi'_\alpha$, $r_R$, $a$, $r_M$, $\alpha$, $\varphi'_{max}$, $b$ | $\varphi'_\alpha = \varphi'_{max} \sin^2 \alpha$.<br>Se combină o suprafață cilindrică cu una sferică pentru corectarea astigmatismului.<br>Au grosimi mari |

Tabelul 3.3 (continuare)

| 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|
| 7 | ***Lentile torice***<br>a) convergente;<br>b) divergente |  | $\varphi'_{\alpha} = \varphi'_{max} - (\varphi'_{max} - \varphi'_{min}) \cos \alpha$<br>Se combină o suprafață torică cu una sferică pentru corectarea astigmatismului.<br>Au grosimi mari. |
| 8 | ***Fresnel***<br>a) convergente;<br>b) divergente |  | Au grosimi foarte mici și cîmpuri mari, pot fi bine corectate, sînt ușoare și incasabile |
| 9 | ***Lentile de contact***<br>a) sclerale;<br>b) corneale;<br>c) bifocale |  | $\varphi'_0 = 58{,}64$ dpt (ochi);<br>$s_H = 0{,}001348$ m;<br>$\varphi'_1 = -(n-1)/r_1$;<br>$\varphi'_2 = [\varphi'_0 - \varphi'_1(1 + s_H\varphi'_0)] : \frac{d}{n}\varphi'_0\left(1 - \frac{dD}{n}\right)(1 + s_H\varphi'_0)$ |
| 10 | ***Lentile sferice bifocale*** |  | $\varphi'_P - \varphi'_R =$<br>$= \frac{n_P - 1}{r_1} + \frac{1 - n_P}{r_3} -$<br>$- \left(\frac{n_R - 1}{r_1} + \frac{1 - n_R}{r_3}\right) =$<br>$= \frac{n_P - n_R}{r_1} + \frac{n_R - n_P}{r_3}$.<br>$r_3 =$<br>$= \frac{n_R - n_P}{\varphi'_P - \varphi'_R - (n_P - n_R)/r_1}$ |

| 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|
| 11 | Lentile sferice cu acțiune prismatică prin descentrare | | $h = \frac{10\,P}{\varphi'}$;<br>$P$ = nr. de dioptrii prismatice Δ, indicat de medic;<br>$\varphi'$ — puterea lentilei în valoare absolută;<br>$\alpha = h_v/h_0$;<br>$h = \sqrt{h_0^2 + h_v^2}$;<br>Exemplul 1: $R$: +4,0 dpt 2Δ, bază 180°;<br>$h = 10 \cdot 2/4 = 5$ mm.<br>Exemplul 2: $R$: −6,0 dpt 3Δ interior; 2Δ baza jos:<br>$h_0 = 10 \cdot 3/6 = 5$ mm;<br>$h_v = 10 \cdot 2/6 = 3\,^1/_3$ mm;<br>$h = \sqrt{5^2 + (3\,^1/_3)^2} = 6$ mm<br>$\mathrm{tg}\,\alpha = 3\,^1/_3/5 = 0{,}667$;<br>$\alpha = 33°41'$ |
| 12 | Lentile astigmatice cu acțiune prismatică prin descentrare | | I, II — secțiuni principale<br>1) $R$: $\varphi'_v = +4$ dpt;<br>$\varphi'_0 = +6$ dpt;<br>axa 90°, 1,5Δ baza exterioară se notează:<br>$R$: +4 dpt + 6 dpt; axa 90; 1,5Δ baza exterioară (fig. 12, *a*) |
| | | | 2) $\gamma$ — unghiul dintre baza prescrisă și secțiunea cu $\varphi'_{min}$ (0—180°)<br>$\beta$ — unghiul dintre secțiunea cu $\varphi'_{min}$ și direcția descentrării căutate<br>$Z$ — acțiunea cilindrică;<br>$P$ — acțiunea primsatică;<br>$\mathrm{tg}\,\beta = \varphi' \,\mathrm{tg}\,\gamma/(\varphi' + Z)$;<br>$h = 10\,P \cos\gamma/\varphi' \cos\beta$;<br>$P = \sqrt{P_0^2 + P_v^2}$;<br>$\mathrm{tg}\,\theta = P_v/P_0$;<br>$h_I = 10 \cdot P_I/\varphi'_{min}$;<br>$h_{II} = 10\,P_{II}/\varphi'_{min}$;<br>$P_I$ și $P_{II}$ sînt componentele vectorului $P$ pe cele două axe I, II.<br>Exemplu: $R$: + 3; +5,5; axa 20°; 5Δ, baza 60°;<br>$\mathrm{tg}\,\beta = 3\ \mathrm{tg}\,40°/(3:2{,}5) = 0{,}4577$; $\beta = 24{,}6°$;<br>$h = 10 \cdot 5 \cdot \cos 40°/3 \cos 24{,}6° = 14$ mm |

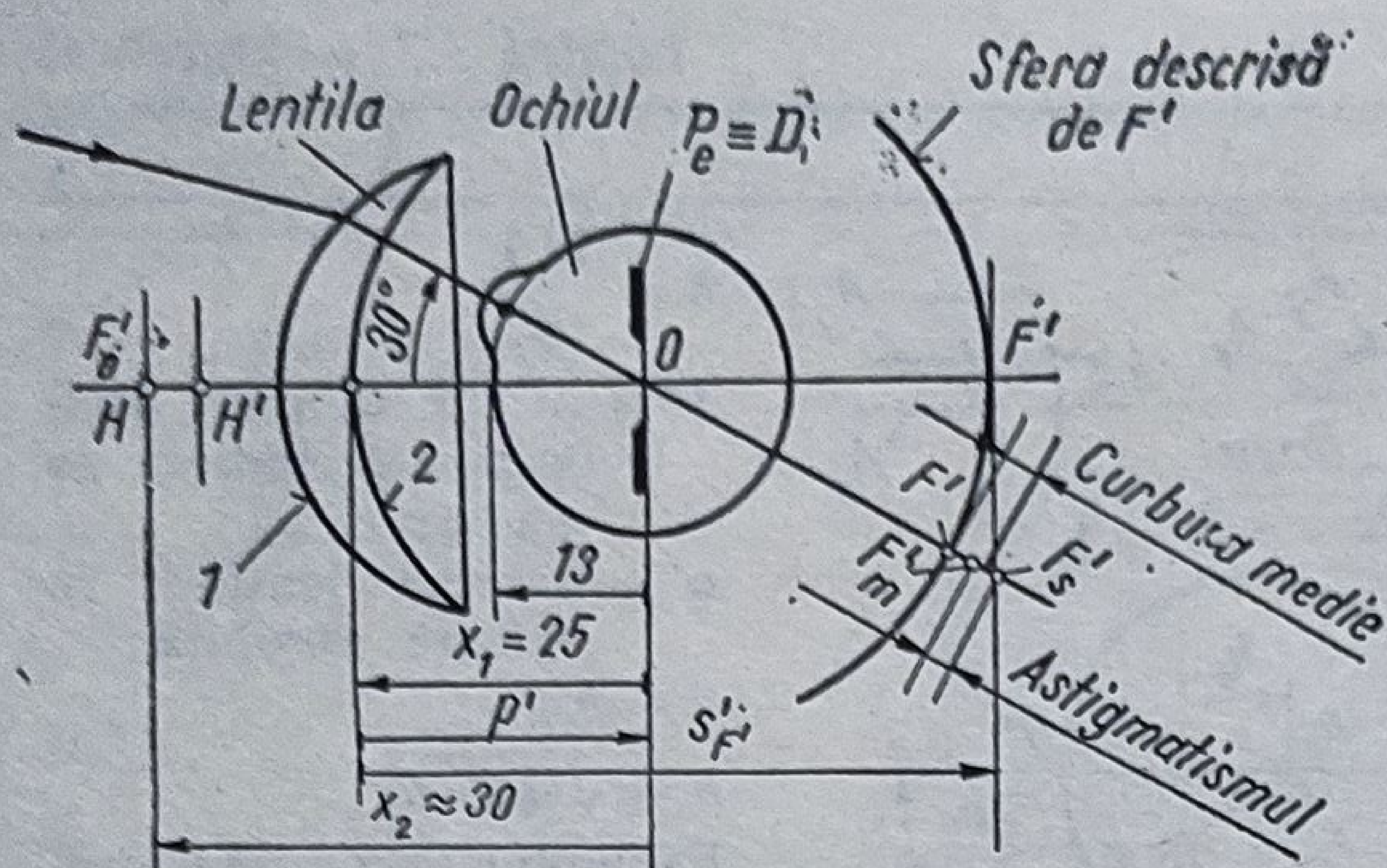



Fig. 3.5. Poziția lentilei punctal față de ochi.

3.1.5.1. *Lentile sferice stigmatice*. Calculul acestor lentile are la bază următoarele date de pornire: 1) coeficientul aberației de astigmatism $A =$ (v. relația 1.158); 2) grosimea $d = 0$; 3) diafragma de deschidere (pupilă de ieșire) este situată în centrul de rotație a ochiului, la distanța $p' = 25\,\text{mm}$ ($\xi_p = 1/p' = 1000/25 = 40$ dptr); 4) lentila trebuie să aibă planul principal obiect situat în planul focal obiect al ochiului, la distanța $X_2 \approx 30$ mm față de centrul de rotație (pentru a nu se modifica puterea ochiului); 5) fasciculul provenit de la obiect este îngust și situat în jurul razei pupilare care trece prin centrul 0 (fig. 3.5).

Scriind ec. (1.158) și ținînd seama de (1.117), (1.118) și (1.134) se obține:

$$\mathcal{A} = \frac{Q^*}{(\xi_p - \xi_s)^2} - \frac{2P}{\xi_p - \xi_s} + \varphi', \tag{3.17}$$

sau ecuația generală

$$(\xi_p' - \xi_p)^2 \frac{\mathcal{A}}{\varphi'} = \left(1 + \frac{2}{n}\right)\gamma^2 - 2\left(1 + \frac{1}{n}\right)(\xi_s - \xi_p + \varphi')\,\gamma + \\ + \xi_p'^2 + \left(2 + \frac{1}{n}\right)\varphi'\xi_p' + 2\left(1 + \frac{1}{n}\right)\xi_s\xi_p' + \left(1 + \frac{1}{n}\right)\varphi'\xi_s + \\ + \frac{4n^3 - 4n^2 - n + 2}{4n(n-1)^2}\cdot\varphi'^2. \tag{3.18}$$

Prezintă interes trei cazuri:

*Cazul I: Obiectul este situat la infinit* $(s = -\infty)$. Pentru $s = -\infty$ și $\xi_s = 0$, ec. (3.17) devine

$$\mathcal{A} = \frac{Q^*}{\xi_p^2} - \frac{2P}{\xi_p} + \varphi' = p^2 Q^* - 2pP + \varphi' \quad \text{sau}$$

$$\frac{\mathcal{A}\xi_p^2}{\varphi'} = \frac{Q^*}{\xi_p'^2}\cdot\frac{\xi_p'^2}{\varphi'} - \frac{2P}{\xi_p'}\cdot\frac{\xi_p'^2}{\varphi'} + \frac{\xi'^2}{\varphi'}\cdot\varphi'$$

Introducînd pe $Q$ și $P$ cu valorile lor pentru lentile infinit subțiri (v. ec. 1.117; 1.118), rezultă:

$$\mathcal{A}\frac{\xi_p^2}{\varphi'} = \left(1+\frac{2}{n}\right)\gamma^2 - 2\left(1+\frac{1}{n}\right)\xi_p'\gamma + \xi'^2 +$$

$$+\frac{\varphi'}{n}\xi_p' + \frac{(3n-2)\,\varphi'^2}{4n(n-1)^2}. \quad (3.19)$$

Alegînd, spre exemplu, sticla cu indicele de refracție $n_d = 1{,}52\ldots$ (BK 8) și anulînd astigmatismul ($\mathcal{A} = 0$), se obține ecuația următoare:

$$2{,}32\gamma^2 - 3{,}32\xi_p'\gamma + \xi_p'^2 + 0{,}66\xi_p'\varphi' + 1{,}56\varphi'^2 = 0. \quad (3.20)$$

Înlocuind $\xi_p' = 40$ dptr, rezultă ecuația de gradul II în $\gamma$, cu termenul liber dependent de puterea $\varphi'$:

$$\gamma^2 - 57{,}28\gamma + 690 + 0{,}673\varphi'^2 + 11{,}38\varphi' = 0. \quad (3.21)$$

Se obțin rădăcini reale numai pentru $-24{,}5\ p < \varphi' < 7{,}75\ p$. Pentru fiecare putere $\varphi'$ cuprinsă între aceste limite există două forme de lentile menisc. Cele mai cambrate se numesc Wollaston, iar cele mai aplatizate Ostwalt (1898). Aceste lentile, corectate perfect de astigmatism, se numesc punctal, stigmal sau anastigmate.

Obținînd cele două cambruri $\gamma_1$ și $\gamma_2$, se calculează curburile, folosind cambrura cea mai mică, spre exemplu $\gamma_1 < \gamma_2$ (semnul radicalului s-a luat + pentru $\gamma_2$):

$$\rho_1 = \gamma_1 + \varphi'/2(n-1) \quad \text{ori} \quad \rho = \gamma + \varphi'/2(n-1);$$

$$(3.22)$$

$$\rho_3 = \gamma_1 - \varphi'/2(n-1) \quad \text{ori} \quad \rho' = \gamma - \varphi'/2(n-1).$$

Pentru $n = 1{,}52$ și puteri $\varphi'$ cuprinse între $-25$ dptr și $+10$ dptr s-au calculat cambrura $\gamma$ și curburile $\rho$ și $\rho'$ și s-au reprezentat în fig. 3.6. Pentru o putere $\varphi'$ dată se determină pentru ramura Ostwalt: $\rho = \overline{MN}$, $\rho' = \overline{MQ}$, $\gamma = \overline{MP}$.

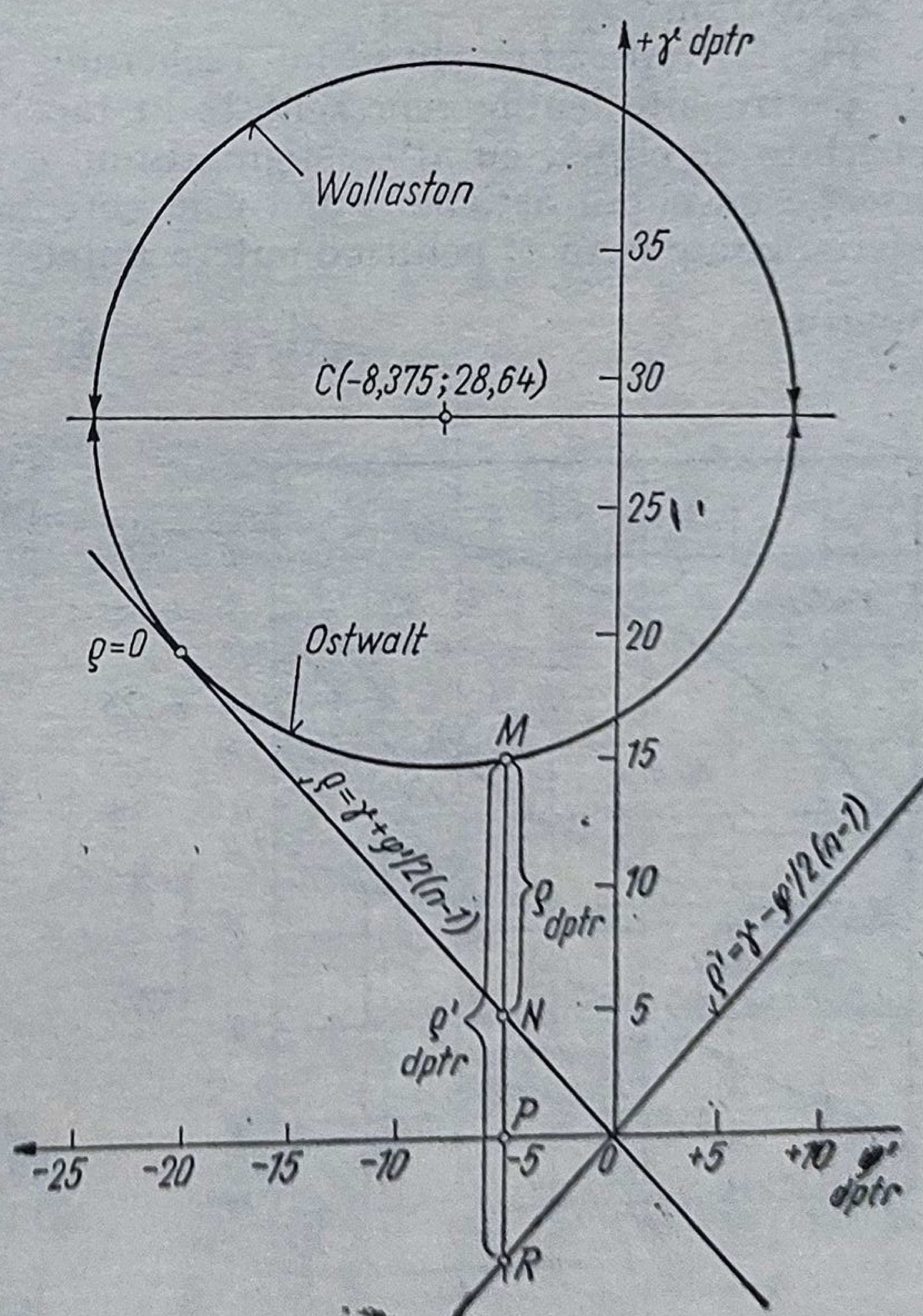



Fig. 3.6. Determinarea grafică a curburilor lentilelor anastigmate.

Se observă că lentilele cu $\varphi' > +8$ dptr. trebuie să aibă suprafețele asferice. Acestea trebuie să corecteze astigmatismul minim introdus de cambrura $\gamma = +28{,}64$ dptr. Corecția depinde de puterea lentilei.

*Cazul II: Obiectul este situat la distanța $D = -250$ mm.* În acest caz $\xi_p = -1000/250 = -4$ dptr, $\xi_p' = 40$ dptr și ecuația în $\gamma$ devine:

$$\gamma^2 - \frac{2(n+1)}{n+2}(36+\varphi')\gamma + \frac{1600n}{n+2} + \frac{40(2n+1)}{n+2}\varphi' +$$

$$+ \frac{4n^3 - 4n^2 - n + 2}{4(n-1)^2(n+2)} \cdot \varphi'^2 = 0. \qquad (3.23,\ a)$$

*Cazul III: Obiectul este situat la infinit și puterea $\varphi' = 0$.* Cînd se utilizează lentile de protecție, cu putere nulă, prezintă interes mărimile razelor de curbură pentru care astigmatismul este nul. Așadar, pentru $s = -\infty$ și $\varphi' = 0$ se obține:

$$\gamma^2 - \frac{80(n+1)}{n+2}\gamma + \frac{1600n}{n+2} = 0. \qquad (3.23,\ b)$$

Pentru $n = 1{,}492$ se obține $\gamma_1 = \rho_1 = 17{,}09$ și deci $r_1 = 1000/17{,}02 = 58{,}513$ mm; $r_2 = r_1 - d$.

Fig. 3.7 reprezintă elipsa lui Tscherning pentru lentilele punctal și dreptele pentru alte lentile reprezentate în tabelul 3.3. Cu cît dreptele sînt mai depărtate de elipsă, cu atît astigmatismul este mai mare. În punctele de intersecție cu elipsa astigmatismul este corectat perfect. Diagrama servește la determinara puterii $\varphi_1'$ pentru o putere impusă $\varphi'$.

Puterea
$$\varphi_2' = \varphi' - \varphi_1'. \qquad (3.24)$$

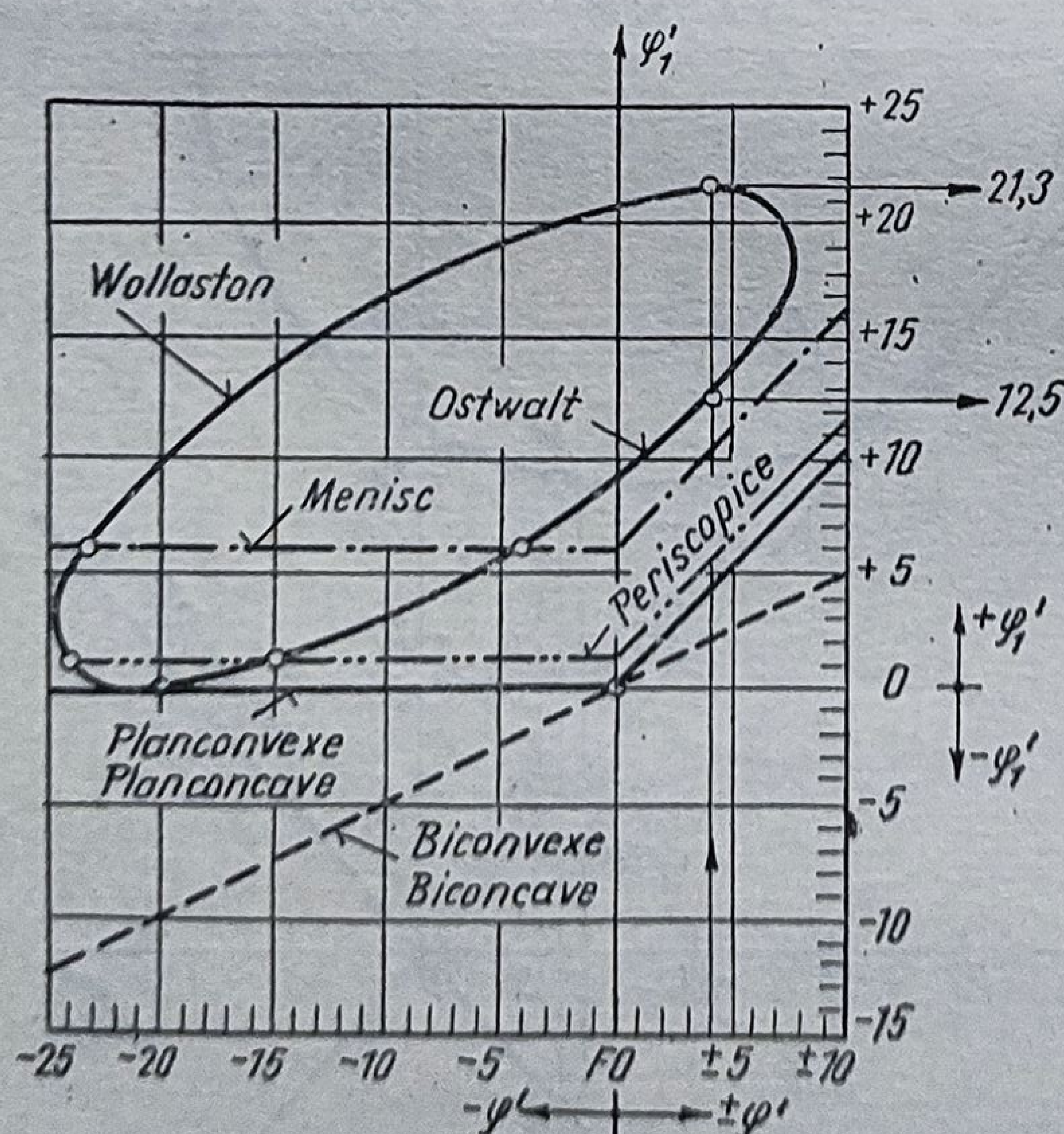



Fig. 3.7. Elipsa lui Tscherning pentru determinarea puterilor lentilelor de ochelari.

Cu formula dată de Rohr (v. *ABC*, 592) se poate calcula puterea luînd în considerare și grosimea lentilei:

$$\varphi' = \frac{\varphi_1' + \xi_s}{1 - \frac{d}{n}(\varphi' + \xi_s)} + \varphi_2' \text{ (pentru } P\text{)}; \qquad (3.25,\ a)$$

$$\varphi' = \frac{{}''_1}{1 - \frac{d}{n}\varphi_1'} + \varphi_2'; \text{ (pentru } R\text{)}. \qquad (3.25,\ b)$$

Aceste puteri reprezintă practic proximitățile focarelor imagine $(1/s_{F'})$.

Introducînd în ec. (3.25) valorile din exemplul indicat în fig. 3.7 pentru $d = 3$ mm și $n = 1{,}52$, rezultă $\varphi' > 4$.

Cunoscînd puterea $\varphi'$, se determină distanţa focală $f' = 1/\varphi'$ sau $f' = f_1' f_2'/(f_1' + f_2' - d/n)$.

3.1.5.2. *Lentile asferice*. La lentilele cu acţiune asferică (v. poz. 6 şi 7 în tabelul 3.3) se adună puterile în planele meridian şi sagital (tabelul 3.4), conform relaţiei (3.24).

$$\varphi_1' = \frac{n-1}{r_1}; \quad \varphi_2' = \frac{n-1}{r_2}; \quad \varphi_\alpha = \varphi_1' + (\varphi_2' - \varphi_1') \sin^2 \alpha.$$

*Tabelul 3.4.* **Lentile cu diferite suprafeţe şi acţiuni optice**

| Nr. crt. | Secţiunea \ Suprafaţa | 1 | 2 | Acţiunea | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | Meridiană *m*<br>Sagitală *s* | sf +2,0<br>sf +2,0 | cil 0,0<br>cil +2,0 | +2,0<br>+4,0 | Torică |
| 2 | *m*<br>*s* | tor +2,0<br>tor +4,0 | sf −6,0<br>sf −6,0 | −4,0<br>−2,0 | Torică |
| 3 | *m*<br>*s* | tor +6,0<br>tor +8,0 | sf −6,0<br>sf −6,0 | +0,0<br>+2,0 | Cilindrică |
| 4 | *m*<br>*s* | sf +6,0<br>sf +6,0 | tor −4,0<br>tor −7,0 | +2,0<br>−1,0 | Torică |
| 5 | *m*<br>*s* | cil 0,0<br>cil +3,0 | cil +1,5<br>cil +0,0 | +1,5<br>+3,0 | Torică |
| 6 | *m*<br>*s* | cil 0,0<br>cil 3,0 | cil +3,0<br>cil 0,0 | +3,0<br>+3,0 | Sferică |

a. *Notarea lentilelor de ochelari sferice*. Lentila sferică cu $\varphi' = +3$ dptr: $sf + 3$ dptr;
cu $\varphi' = 0$ dptr: *sf* 0,0 dptr×2 mm (se indică grosimea $d = 2$ mm).

b. *Notarea lentilelor astigmatice*. Se indică puterile dioptrilor şi unghiul pe care îl face axa cilindrului cu planul orizontal (fig. 3.8). De asemenea, lentila cu $\varphi' = +2{,}7$ dptr sferică, $\varphi_2' = 1$ dptr cil şi $\alpha = 45°$, se notează:

$$Sf + 2{,}75 \text{ dptr} \supset \text{cil} + 1 \text{ dptr } A_x\ 45°;$$
$$Sf - 5 \text{ dptr} \supset \text{cil} - 2 \text{ dptr } A_x\ 120°;$$
$$Sf + 1{,}5 \text{ dptr} \supset \text{cil} - 2 \text{ dptr } A_x\ 150°;$$
$$Sf - 2 \text{ dptr} \supset \text{cil} + 3 \text{ dptr } A_x\ 20°;$$
$$Sf\ 0{,}0 \text{ dptr} \supset \text{cil} + 2 \text{ dptr } A_x\ 60°.$$

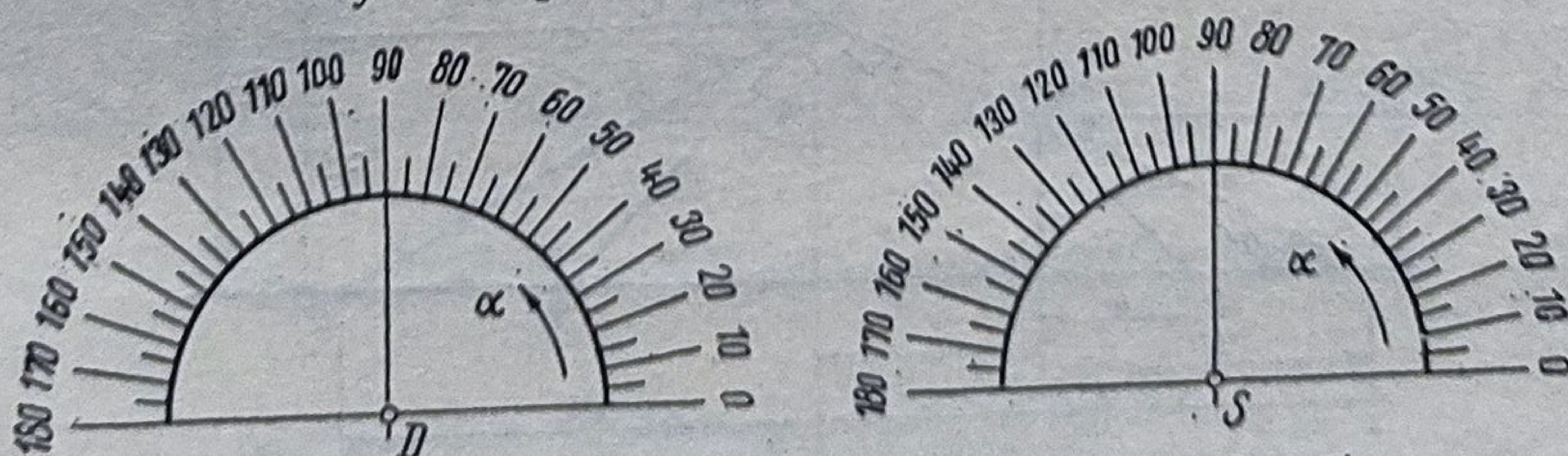



Fig. 3.8. Schemă pentru indicarea axei lentilei astigmatice.

c. *Notarea lentilelor de ochelari prismatice.* Lentila sferică (fără astigmatism) cu puterea 3,5 dptr, puterea prismatică 2 dptr (Δ2) și unghiul de orientare a prismei 90°:

$$Sf + 3{,}5 \text{ dptr } (2\Delta \text{ Ax } 90°).$$

Lentila sferotorică astigmatică cu putere sferică + 2,75 dptr și putere cilindrică +1 dptr, cu puterea prismatică Δ2 și unghiul de orientare a prismei 90°:

$$Sf + 2{,}75 \text{ dptr} \supset \text{cil} + 1 \text{ dptr Ax } 45° \quad (2\Delta \text{ Ax } 90°).$$

d. *Notarea lentilelor cu mai multe puteri.* Lentila sferică fără astigmatism cu putere pentru departe + 1,75 dptr și putere pentru aproape + 4 dptr: $Sf + 1{,}75$ dptr/$Sf + 4$ dptr.

Lentila sferotorică astigmatică cu puterea sferică pentru departe +1,75 dptr și putere sferică pentru aproape +4 dptr, cu putere cilindrică +1 dptr și unghiul axei cilindrului

$$60°: \text{Sf} + 1{,}75 \text{ dptr}/Sf\ 4 \text{ dptr} \supset \text{cil} + 1 \text{ dptr Ax } 60°.$$

Indicații privind lentilele Fresnel pentru ochelari sînt date în §3.1.6.5.

### 3.1.6. Lentile Fresnel

3.1.6.1. *Lentile plan-Fresnel de uz general.* Calculul lentilelor Fresnel, corectate complet de aberațiile de sfericitate, se efectuează pe baza schemei din fig. 3.9, pornind de la următoarele caracteristici impuse: $n$, $d$, $s$. $a'$, $H$, $p$, $H_{j+1} = H_j + p$;

a) *lentile convergente pentru* $s \neq \infty$, $s' \neq \infty$ (*fig. 3.9*):

1) $(-)\, s$; $s' = ns \cos\sigma'/\cos\sigma$ (pentru $H = 0$, $s' = ns$);

3) $a = s' - d$; 4) $\text{tg}\,\sigma' = H/a$; 5) $\sin\sigma' = \text{tg}\,\sigma'/\sqrt{1 + \text{tg}^2\,\sigma'}$;

6) $\sin\sigma = n \sin\sigma'$; 7) $\text{tg}\, v = H/a'$;

8) $\sin v = \text{tg}\, v/\sqrt{1 + \text{tg}^2\, v}$; 9) $\cos v = 1/\sqrt{1 + \text{tg}^2\, v}$;

$$10)\ \text{tg}\,\varphi = \frac{\sin\sigma - \sin v}{\sqrt{n^2 - \sin^2\sigma} - \cos v}; \tag{3.26}$$

11) $t_{j,\,j+1} = p\, \text{tg}\,\varphi_j/(1 + \text{tg}\,\varphi_j\, \text{tg}\,\sigma'_{j+1})$; 12) $\xi = 90° - \varphi_j + \sigma'_j$ (unghiul la vîrf al sculei).

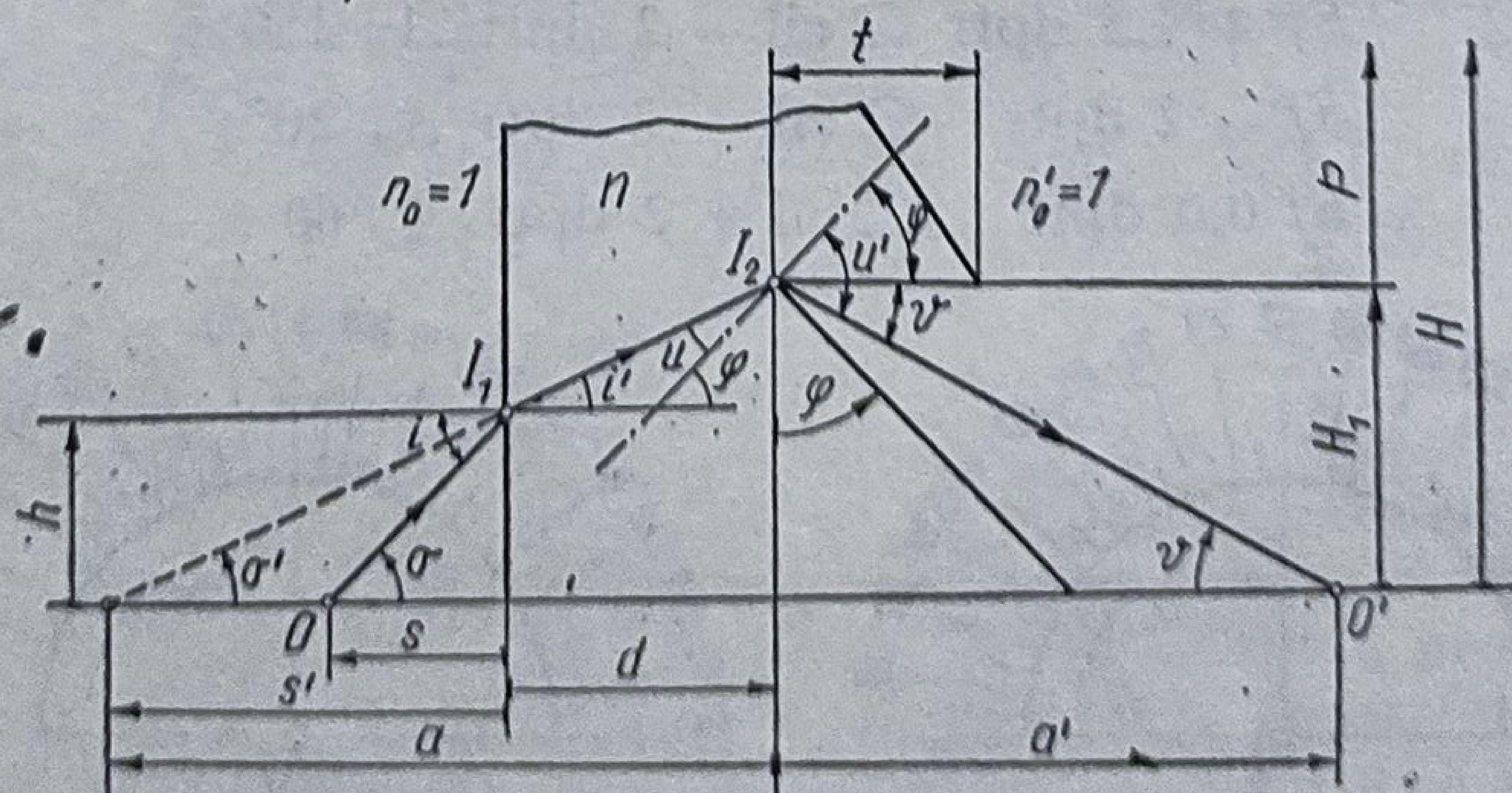



Fig. 3.9. Schemă pentru calculul lentilelor Fresnel.

b) *lentile convergente pentru* $s = -\infty$ *și* $s' = f'$:

$$\operatorname{tg} \varphi = -\sin v/(n - \cos v);\tag{3.27, a}$$

cu $\sin \alpha = H/f$ (condiția sinusurilor se obține:

$$\operatorname{tg} \varphi = \sin \alpha/(n\sqrt{1 + \sin^2 \alpha} - 1);\tag{3.27, b}$$

c) *lentile convergente pentru* $s = \bar{f}$ *și* $s' = \infty$:

În acest caz $v = 0$ și $u' = \varphi$;

$$\operatorname{tg} \varphi = \sin \sigma/(\sqrt{n^2 - \sin^2 \sigma} - 1); \quad \text{sau}\tag{3.28, a}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = H/(n - 1)f';\tag{3.28, b}$$

d) *lentile divergente pentru* $s \neq -\infty$ *și* $s' \neq f'$:

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{\sin \sigma - \sin v}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \sigma} - \cos v};\tag{3.29}$$

e) *lentile divergente pentru* $s = -\infty$ *și* $s' = f'$:

$$\operatorname{tg} v = H/f' \quad \text{și} \quad \operatorname{tg} \varphi = +\sin v/(n - \cos v);\tag{3.30}$$

f) *lentile divergente pentru* $s = \bar{f}$ *și* $s' = \infty$:

$$\operatorname{tg} \varphi = -\sin \sigma/(\sqrt{n^2 - \sin^2 \sigma} - 1).\tag{3.31}$$

g) *pierderea de flux luminos*: cu creșterea unghiului de deschidere $\sigma$ cresc pierderile de energie prin reflexie pe ambele suprafețe sau apare reflexia totală. Astfel, aplicînd formulele lui Fresnel (1.2) și (1.3) se poate scrie expresia factorului de reflexie mediu pentru suprafața *1*:

$$R = \frac{1}{2}\left[\frac{\operatorname{tg}^2(\sigma' - \sigma)}{\operatorname{tg}^2(\sigma' + \sigma)} + \frac{\sin^2(\sigma' - \sigma)}{\sin^2(\sigma' + \sigma)}\right],\tag{3.32}$$

care pentru incidență normală (cazul b) devine

$$R = \left(\frac{n - 1}{n + 1}\right)^2.\tag{3.33}$$

În ipoteza că fluxul luminos incident este $\Phi_{i_1} = 1$, și lentila este executată din PMMA, cu indicele de refracție $n = 1{,}492$ se obțin rezultatele date în continuare.

*Lentile plan-convexe (cazul b) cu* $s = -\infty$ *și* $s' = f'$. Factorii de reflexie sînt

$$R_1 = \left(\frac{n - 1}{n + 1}\right)^2 = 0{,}03897 \text{ (incidența normală)}\tag{3.34}$$

și

$$R_2 = \frac{1}{2}\left[\frac{\operatorname{tg}^2 v}{\operatorname{tg}^2(2\varphi - v)} + \frac{\sin^2 v}{\sin^2(2\varphi - v)}\right].\tag{3.35}$$

Fluxurile luminoase transmise devin:

$$\Phi_{\tau 1} = \Phi_{i1} - \Phi_{i1}R_1 = \Phi_{i1}(1 - R_1) = 1 - R_1 = 0{,}9610208; \tag{3.36}$$

$$\Phi_{i2} = \Phi_{\tau 1};$$

$$\Phi_{\tau 2} = \Phi_{i2} - \Phi_{i2}R_2 = \Phi_{i2}(1-R_2) = \Phi_{\tau 1}(1-R_2) = (1-R_1)(1-R_2). \tag{3.37}$$

Reprezentînd grafic $\Phi_{\tau 2}$ în dependență de deschiderea relativă, se găsește raportul $D/f' = 1{,}1$, pentru care factorul de concentrare a energiei solare

$$K = \frac{D^2}{f'^2} \cdot 10^4 \Phi_{\tau 2}, \tag{3.38}$$

are valoarea maximă.

Deschiderea relativă este limitată de fenomenul de reflexie totală care apare la suprafața Fresnel: $n \sin u = n' \sin u' = 1$; $\sin u = \sin \varphi = 1/n = 1/1{,}492 = 0{,}6702412$ și $\varphi \approx 42°$.

Practic, pentru $D/f' = 1{,}4$ fluxul transmis de lentilă este $\Phi_t = 0$.

*Lentile plan convexe cu $s = \bar{f}$ și $s' = \infty$.* În acest caz factorii de reflexie $R_1$ și $R_2$ devin

$$R_1 = \frac{1}{2}\left[\frac{\mathrm{tg}^2(\sigma' - \sigma)}{\mathrm{tg}^2(\sigma' + \sigma)} + \frac{\sin^2(\sigma' - \sigma)}{\sin^2(\sigma' + \sigma)}\right] \text{ și}$$

$$R_2 = \frac{1}{2}\left[\frac{\mathrm{tg}^2 \sigma'}{\mathrm{tg}^2(2\varphi - \sigma')} + \frac{\sin^2 \sigma'}{\sin^2(2\varphi - \sigma')}\right],$$

iar fluxul transmis de lentilă, pentru fluxul incident $\Phi_i = 1$, devine:

$\Phi_{\tau 2} = (1-R_1)(1-R_2)$. Pentru deschiderea relativă $D/s = 1{,}5$ fluxul transmis devine practic nul, datorită faptului că factorii de reflexie iau valorile $R_1 \approx 5\%$ și $R_2 \approx 95\%$. Se remarcă faptul că, pentru orice valoare a unghiului $\sigma$, factorul $R_1$ nu depășește 5%, în timp ce $R_2$ crește considerabil.

Pentru deschiderea relativă $D/f' = 1{,}3$ se obține factorul maxim de concentrare a energiei luminoase. De aceea, se recomandă ca suprafața Fresnel să fie situată de partea abscisei mai mari; spre exemplu, la captare aenergiei solare, suprafața Fresnel să fie orientată spre Soare.

3.1.6.2. *Lentile convergente sfero-Fresnel.* Lentila convergentă sfero-Fresnel, cu baza Fresnel plană (fig. 3.10), cu obiectul în centrul de curbură al primului dioptru, este o lentilă stigmatică, ale căror elemente constructive. se calculează după cum urmează:

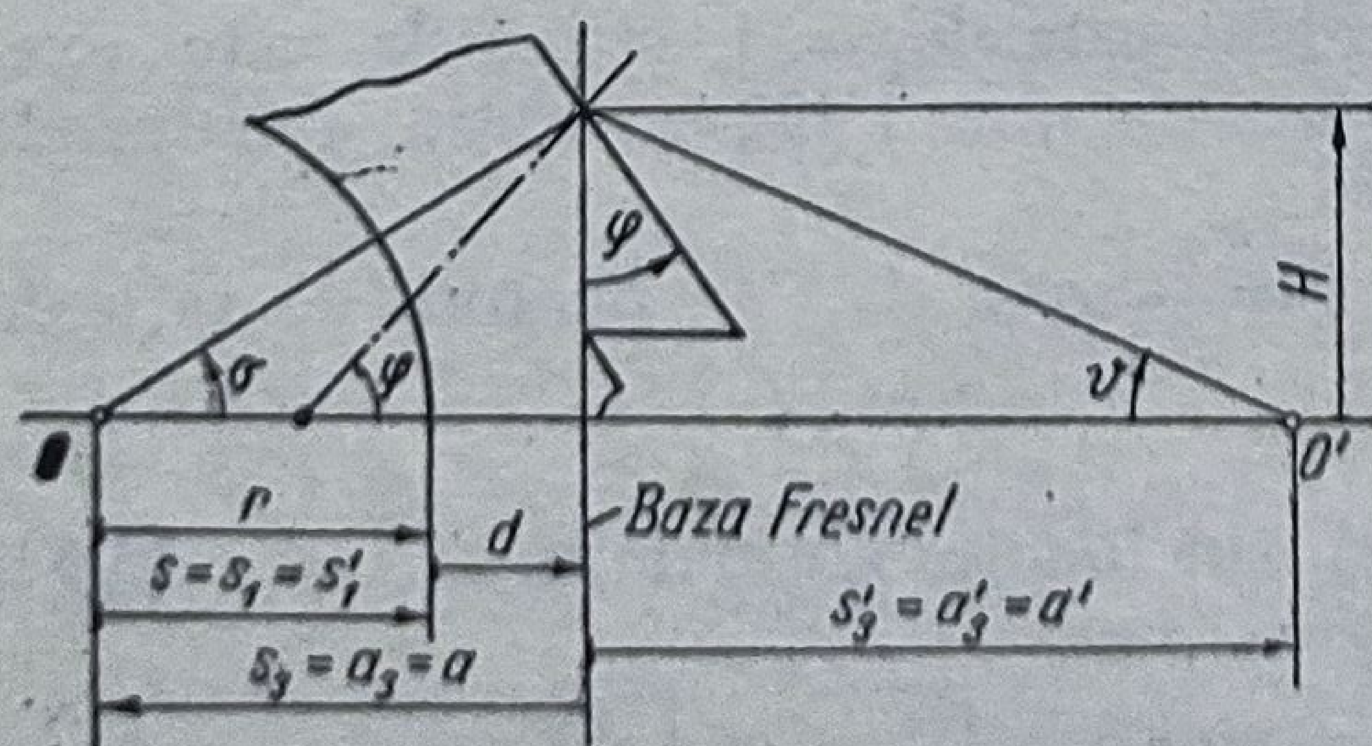



Fig. 3.10. Schemă pentru calculul lentilelor sfero-Fresnel.

a) $s_1 = s_1' = s = r$;

b) $s_3 = s - d = r - d = a_3 = a$;

d) $\mathrm{tg}\, v = H/a'$; c) $\sin \sigma = H/r$;

$$\mathrm{tg}\, \varphi = \frac{n \sin \sigma - \sin v}{n \cos \sigma - \cos v} \tag{3.39}$$

Pentru $a' = \infty$, obiectul se află situat în focarul obiect $\overline{F}$ și unghiul profilului Fresnel este dat de formula

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{n \sin \sigma}{n \cos \sigma - 1}. \qquad (3.40)$$

În acest caz suprafața Fresnel înlocuiește suprafața unui elipsoid care se execută mult mai dificil.

Unghiul $\varphi_{max} = 90°$ este limitat de fenomenul de reflexie totală. Lentila poate fi utilizată la colimarea fascicu-lelor divergente emise de diode laser.

Fig. 3.11. Schemă pentru calculul lentilelor sfero-Fresnel cu baza Fresnel sferică.

3.1.6.3. *Lentile divergente Fresnel-sferice*. O lentilă Fresnel-sferică, (divergentă) cu baza Fresnel plană, avînd punctul obiect situat în centrul sferei (suprapus cu focarul $\overline{F}_1$ al elipsoidului înlocuit de suprafața Fresnel) se calculează cu formula

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{n \sin \sigma}{n \cos \sigma - 1}. \qquad (3.41)$$

3.1.6.4. *Lentile sfero-Fresnel cu baza Fresnel sferică*. În fig. 3.11 este reprezentată schema de calcul a unei lentile Fresnel cu baza sferică. Se dă: $n$, $p$, $H = kp$, $r$; $k = 0, 1, 2, \ldots k$. Se calculează:

a) $\sin \sigma = H/r$; b) $\cos \sigma = \sqrt{1 - \sin^2 \sigma}$;

c) $x = r(1 - \cos \sigma)$; d) $\operatorname{tg} \varphi = \dfrac{n \sin \sigma}{n \cos \sigma - 1}$; (3.42)

e) $\varepsilon = 90 - \varphi + \sigma$. (3.43)

3.1.6.5. *Lentile Fresnel pentru ochelari*. Lentilele pentru ochelari trebuie să aibă două baze sferice (fig. 3.12), cu raza $r_1$ dedusă pe baza condiției de stigmatism (3.24). Datele inițiale sînt: $\overline{f} = -f'$; $H_{max}$; $p$; $n$; $d$; $r_1$; $r_2 = r_1 + d$; $k = 0, 1, 2, \ldots k_{max} = H/p$.

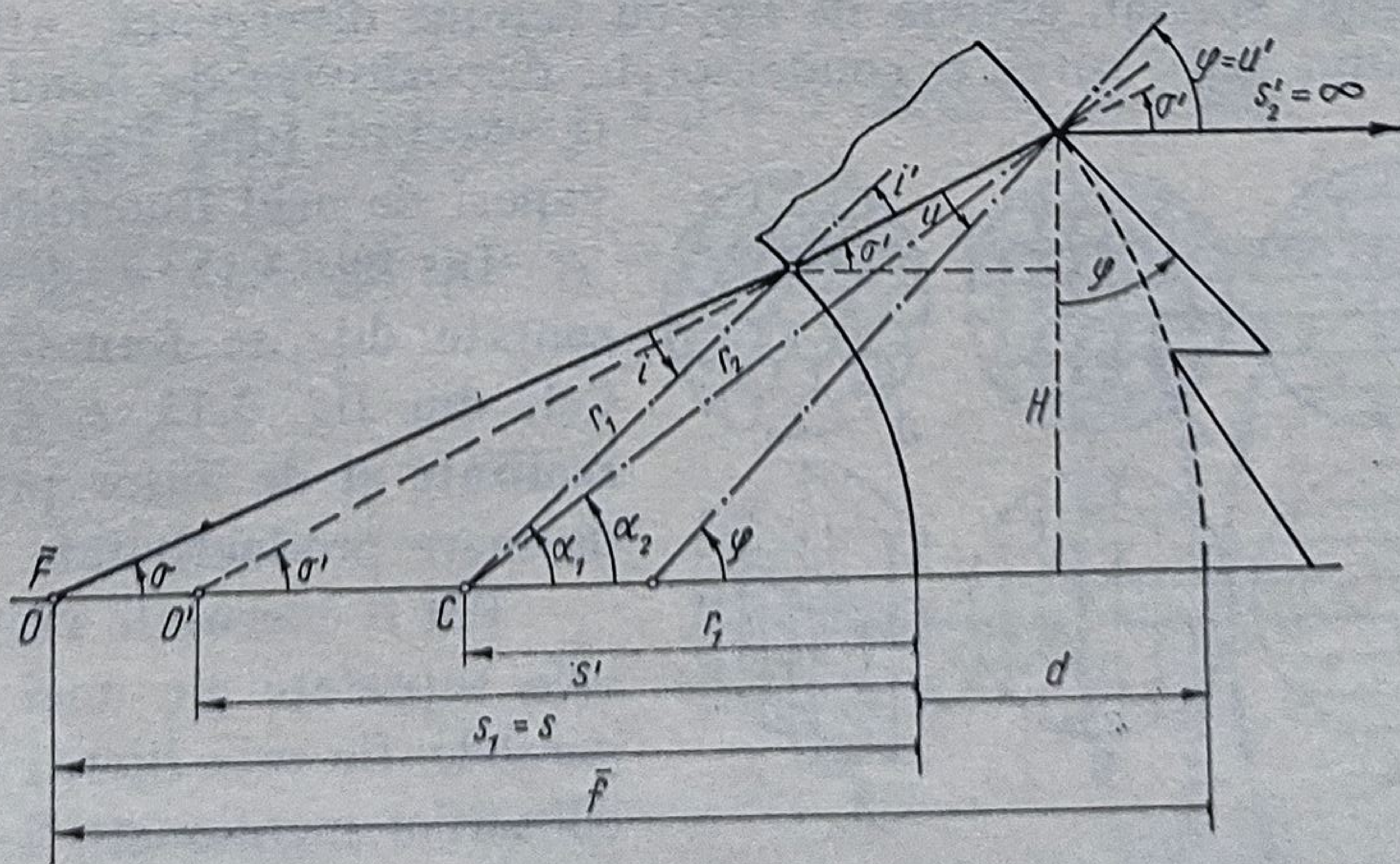



Fig. 3.12. Schemă pentru calculul lentilelor de ochelari de tip Fresnel.

Elementele constructive se determină succesiv (și iterativ) după cum urmează:

$$s = f - d; \quad s' = ns; \quad H_k = kp; \quad \sin \sigma = H/f;$$
$$A = H(s - r_1)/fn(sn - r_1); \quad \mathrm{tg}\, \varphi = A/\sqrt{1 - A^2} - 1/n);$$
$$\sin \alpha_2 = H/r_2; \quad x_2 = r_2(1 - \cos \alpha_2); \quad \varepsilon = 90° + \sigma' - \varphi.$$

unghiul $\varphi$ trebuie tipărit în grade, minute și secunde. Se tipăresc: $k$, $H_k$, $x_2$ și $\varepsilon$. Înălțimea flancului activ rezultă automat.

Pentru ca profilul Fresnel să nu fie perceput de ochi, trebuie ca pasul $p < 75$ µm. Suprafața Fresnel poate fi protejată prin acoperire sau durificată chimic ori în vid. De asemenea, lentila poate fi vopsită chimic în degradé. Deoarece grosimea $d = 0{,}5 \ldots 2$ mm, lentilele Fresnel, executate din PMMA, sînt ușoare, pot fi realizate cu diametre mari și prin procedee de mare productivitate, nu sînt periculoase în caz de spargere și protejează ochiul împotriva radiațiilor ultraviolete. Sînt transparente la radiații luminoase și infraroșii.

### 3.1.7. Rastere lenticulare

Rasterele lenticulare se utilizează la formarea imaginilor multiple în tehnica cinematografică și tehnologia microelementelor electronice, pentru omogenizarea surselor în dispozitivele de iluminare, pentru umplerea și iluminarea uniformă a pupilelor aparatelor sau la redarea imaginilor stereoscopice.

Cele care sînt situate în medii cu temperaturi înalte se execută din sticlă sau din cuarț; celelalte se execută din materiale plastice. În toate cazurile se folosesc matrițe metalice care pot fi executate direct sau indirect, prin copiere (galvanic, turnare etc.).

Se pot obține rastere cilindrice (unicate) din bare sau fibre așezate pe o placă și polisate optic pînă la realizarea semicilindrilor care, apoi, se lipsesc pe o lamă sau pe lentilă plan-convexă.

Rasterele sînt combinate cu o suprafață plană sau convexă.

Un raster special, extrem de fin, cu acțiune divergentă, utilizat ca difuzor, montat între sursă și condensor în dispozitivele de iluminare, poate fi executat din sticlă atacată cu vapori de acid fluorhidric.

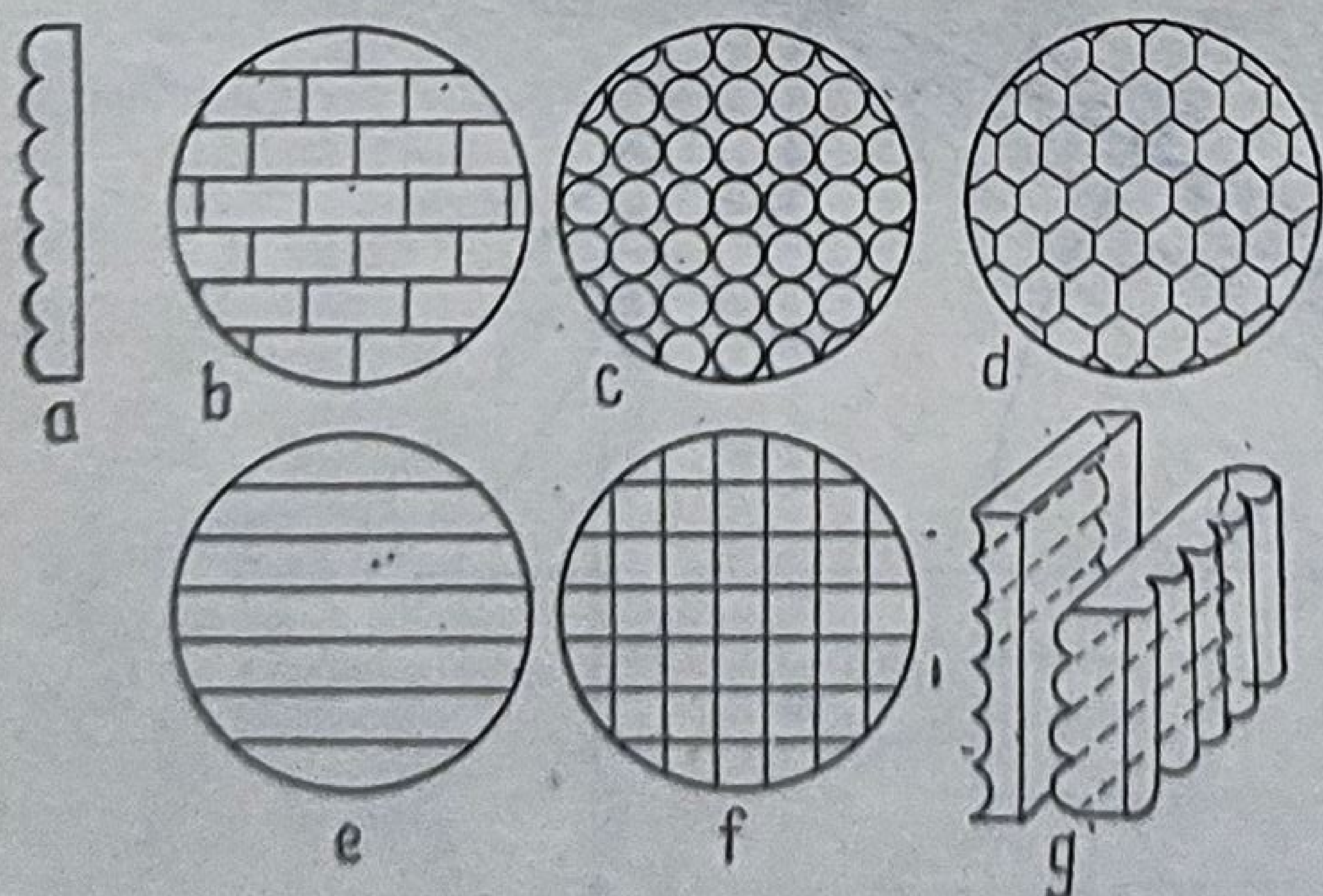


Fig. 3.13. Rastere lenticulare.

În fig. 3.13, *a*–*g* sînt reprezentate diferite forme de rastere. Cele din fig. 3.13, *e*, *f*, *g* au fost realizate și de autor prin procedee de mare productivitate.

Pot fi executate rastere pe ambele suprafețe ale unei lame plan-paralele, fie prin lipirea în cruce a cilindrilor menționați, fie prin presare între două matrițe.

### 3.1.8. Simpletul Fraunhofer

Simpletul Fraunhofer este constituit dintr-o lentilă convergentă și una divergentă, lipite sau adiacente (fig. 3.14). Acesta poate fi corectat de aberațiile cromatice, de sfericitate, de coma sau poate avea curbura lui Petzval foarte mică.

De cele mai multe ori se efectuează calculul în focală unitară, care, după caz, se ia pozitivă sau negativă.

a. *Cazul I. Acromatul normal.* $s = -\infty$; $d = 0$; $\varphi' = \sum_1^2 \varphi'_j = \varphi'_1 + \varphi'_2$; (puterea); $\sum_1^2 \left(\frac{\varphi'}{\nu}\right)_j = \frac{\varphi'_1}{\nu_1} + \frac{\varphi'_2}{\nu_2} = 0$; (acromazia); $\sum_1^2 Q^*_j = A_1\gamma_1^2 - 2B_1\gamma_1 + C_1 + A_2\gamma_2^2 - 2B_2\gamma_2 + C_2 = 0$; (aberațiile de sfericitate);

$$\gamma_2 = \gamma_1 - [\varphi'_1/2(n_1 - 1) + \varphi'_2/2(n_2 - 1)] \text{ (condiția de lipire).}$$

Dacă diafragma de deschidere este situată într-unul din planele principale, astigmatismul și distorsiunea sînt nule.

Se mai poate scrie:

$$\sum_1^2 (n' - n)\,\delta\rho = 0 \text{ anularea variației focale;} \tag{3.44}$$

$$\sum_1^2 (\delta n' - \delta n)\,\rho = 0 \text{ anularea variației cromastimului.} \tag{3.45}$$

b. *Cazul II. Acromatul nou.* Cînd se folosește condiția lui Petzval $\sum_1^2 \left(\frac{\varphi'}{n}\right)_j = \frac{\varphi'_1}{n_1} + \frac{\varphi'_2}{n_2} = 0$ trebuie folosite sticle noi, la care $n$ crește cu creșterea coeficientului de dispersie $\nu$.

c. *Cazul III. Simpletul stigmatic și cromatic.* $d = 0$; $\varphi' = \varphi'_1 + \varphi'_2$;

(puterea); $L = \frac{s'^2}{s^2}\,ds - \frac{1}{2}\,s'^2 H_0^2 h^2 (Q^*_1 + Q^*_2) = 0$ aberația sferică; (3,46)

$$\frac{C}{\beta'} = \left(\frac{ds}{s}\right) - \frac{H_0^2}{2}(P_1 + P_2) = 0 \text{ aberația de coma.} \tag{3.47}$$

Se consideră $ds = 0$ și $\gamma_2 = \gamma_1 - [\varphi'_1/2(n_1 - 1) + \varphi'_2/2(n_2 - 1)]$.

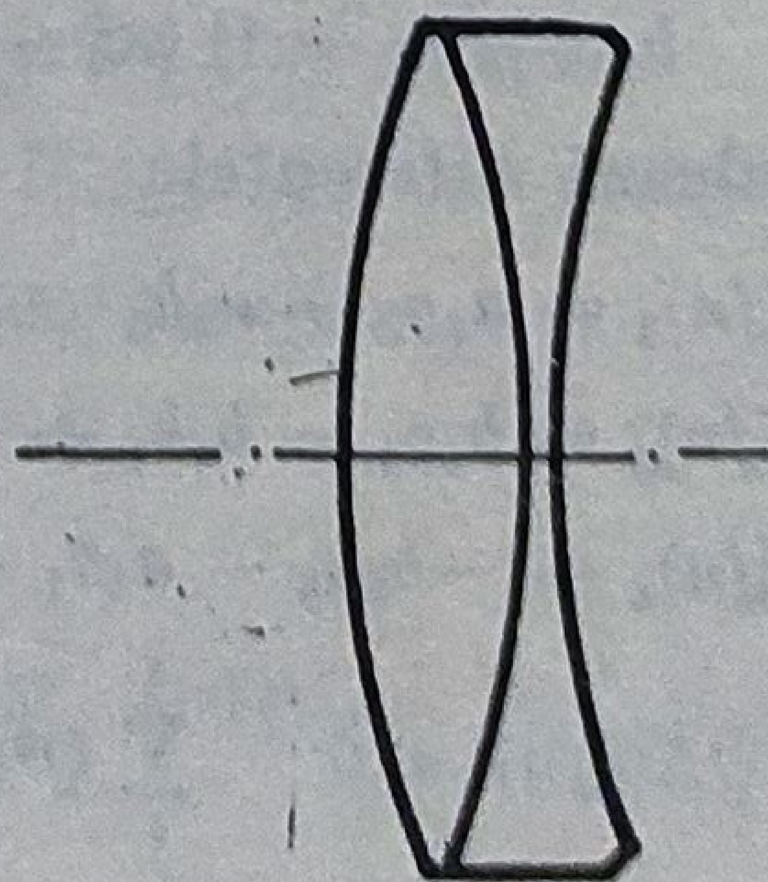


Fig. 3.14. Simpletul Fraunhofer.

d. *Cazul IV. Simpletul acromatic, stigmatic și izoplanetic.* Un simplet alcătuit din două lentile adiacente (nelipite), cu rol de obiectiv de lunetă ($s = -\infty$), poate fi corectat de cromatism axial, aberațiile de sfericitate axială și transversală și de coma. În continuare se aplică metoda lui H. Harting, în focală unitară:

$$d_1 = d_2 = d = 0;\ h_1 = h_2 = h_3 = h_4;\ s'_1 = s_2;\ s'_2 = s_3;\ s'_3 = s_4.$$

$$\varphi' = \varphi'_1 + \varphi'_2 = 1;\quad \varphi'_1/\nu_1 + \varphi'_2/\nu_2 = 0;\quad \sum_1^4 Q^2\Delta(\xi/n) = 0;$$

$$\sum_1^4 Q\Delta(\xi/n) = 0;$$

$$\xi = 1/s;\quad \xi' = 1/s';\quad \varphi'_1 = \nu_1/(\nu_1 - \nu_2);\quad \varphi'_2 = -\nu_2/(\nu_1 - \nu_2);$$

$$\nu_1 > \nu_2;\quad k_1 = \varphi'_1/(n_1 - 1);\quad k_2 = \varphi'_2/(n_2 - 1);$$

$$\rho_1 = k_1 + \rho_2;\quad \rho_3 = k_2 + \rho_4; \tag{3.48}$$

$$\xi'_1 = \frac{n_1 - 1}{n_1}(\rho_2 + k_1) + \frac{\xi_1}{n_1};$$

$$\xi'_2 = (1 - n_2)\,\rho_2 + n_1\xi_2 = (n_1 - 1)\,k_1 + \xi_1;$$

$$\xi'_3 = \frac{n_2 - 1}{n_2}\rho_3 + \frac{\xi_3}{n_2} = \left(\frac{n_2 - 1}{n_2}\right)(\rho_4 + k_2) + \frac{n_1 - 1}{n_2}k_1 + \frac{\xi_1}{n_2}.$$

Se scriu invarianții paraxiali obiectivi pentru fiecare dioptru:

$$Q_1 = \rho_1 - \xi_1 = \rho_2 + k_1 - \xi_1;\quad Q_2 = \rho_2 - \xi'_2 = \rho_2 - (n_1 - 1)\,k_1 - \xi_1;$$

$$Q_3 = \rho_3 - \xi_3 = \rho_4 + k_2 - (n_1 - 1)\,k_1 - \xi_1;\quad Q_4 = \rho_4 - 1.$$

Se fac următoarele notații:

$$a_1 = n_1 - 1;\quad a_2 = (n_1 - 1)/n_1^2;\quad a_3 = (n_2 - 1)/n_1^2;$$

$$a_4 = (n_1 - 1)/n_2^2;\quad a_5 = (n_1 - 1)\,(n_1^2 - 1)/n_1^2;$$

$$b_1 = 1/n_2^2;\quad b_2 = (n_2 - 1)/n_2^2;\quad b_3 = (n_2^2 - 1)/n_2^2;$$

$$b_4 = (n_1 - 1)\,(n_2^2 - 1)/n_2^2.$$

Se calculează diferențele:

$$\Delta(\xi/n)_1 = a_2\rho_2 + a_2k_1 - a_3\xi_1;\quad \Delta(\xi/n)_2 = -a_2\rho_2 + a_5k_1 + a_3\xi_1;$$

$$\Delta(\xi/n)_3 = b_2\rho_4 - b_4k_1 + b_2k_2 - b_3\xi_1;$$

$$\Delta(\xi/n)_4 = -b_2\rho_4 - a_4k_1 - b_2k_2 + 1 - b_1\xi_1;$$

$$\sum_1^4 Q\Delta(\xi/n) = 0;\quad \sum_1^4 Q^2\Delta(\xi/n) = 0.$$

Se observă că coeficienții curburilor $\rho_2^2$ și $\rho_4^2$ sînt nuli și deci se poate scrie:

$$B_1\rho_2 + C_1\rho_4 + D_1 = 0, \tag{3.49}$$

în care: $B_1 = 2a_2k_1 + a_1a_2k_1 + a_5k_1;$

$C_1 = 1 + b_2 + b_2k_2 - a_1b_2k_1 - a_2k_1 - b_4k_1 - \xi_1(b_1 + b_2 + b_3);$

$D_1 = a_2k_1^2 - a_1a_5k_1^2 - b_4k_1k_2 + a_1b_4k_1^2 + b_2k_2^2 - a_1b_2k_1k_2 +$
$+ a_4k_1 + b_2k_2 - 1 + \xi_1(b_1 + a_2b_3k_1 - b_3k_2 - b_2k_2 + b_4k_1 -$
$- a_2k_1 - a_3k_1 - a_5k_1 - a_1a_3k_1) + \xi_1^2b_3.$

Se formează expresia pentru anularea aberației sferice:

$$A_2\rho_2^2 + B_2\rho_4^2 + C_2\rho_2 + D_2\rho_4 + E_2 = 0, \tag{3.50}$$

în care coeficienții și termenul liber au valorile:

$A_2 = 3a_2k_1 + 2a_1a_2k_1 + a_5k_1;$

$B_2 = 3b_2k_2 - 2a_1b_2k_1 - b_4k_1 + 2b_2 - a_4k_1 - b_2k_2 + 1 -$
$- \xi_1(2b_2 + b_3 + b_1);$

$C_2 = 3a_2k_1^2 - a_1^2a_2k_1^2 - 2a_1a_5k_1^2 - \xi_1(2a_1a_2k_1 + 2a_5k_1 +$
$+ 2a_1a_3k_1 + 4a_2k_1 + 2a_3k_1);$

$D_2 = 3b_2k_2^2 - 4a_1b_2k_1k_2 + a_1^2b_2k_1^2 - 2b_4k_1k_2 + 2a_1b_4k_1^2 + 2a_2k_1 -$
$- b_2 + 2b_2k_2 - 2 + \xi_1(2a_1b_2k_1 - 4b_2k_2 + 2b_4k_1 - 2b_3k_2 +$
$+ 2a_1b_3k_1 + 2b_1) + \xi_1^2(b_2 + 2b_3);$

$E_2 = a_2k_1^3 + a_1^2a_5k_1^3 + 2a_1b_4k_1^2k_2 - b_4k_1k_2^2 - a_1^2b_4k_1^3 + b_2k_2^3 -$
$- 2a_1b_2k_1k_2^2 + a_1^2b_2k_1^2k_2 - a_4k_1 - b_2k_2 + 1 + \xi_1(2a_1a_5k_1^2 -$
$- a_3k_1^2 - 2a_2k_1^2 - a_1^2a_3k_1^2 + 2a_1b_2k_1k_3 + 2b_4k_1k_2 - 2a_1b_4k_1^2 -$
$- 2b_2k_2^2 - b_3k_2^2 + 2a_1b_3k_1k_2 - a_1^2b_3k_1^2 - b_1) + \xi_1^2(2a_3k_1 +$
$+ a_2k_1 + a_3k_1 + a_5k_1 + 2a_1a_3k_1 + b_2k_2 - b_4k_1 +$
$+ 2b_2k_2 - 2a_1b_3k_1) - \xi^3b^3.$

Pentru $s = -\infty$, $\xi_1 = 0$ și formulele devin mai simple.

Din ec. (2) se scoate $\rho_4 = -(D_1 - B_1\rho_1)/C_1$, (3.51)

care se introduce în ec. (3.50) și se obține ecuația în $\rho$:

$$\alpha\rho_2^2 + \beta\rho_2 + \gamma = 0, \tag{3.52}$$

în care, $\alpha$, $\beta$ și $\gamma$ au valorile următoare:

$$\alpha = A_2C_1^2 + B_1^2B_2;\quad \beta = 2B_1B_2D_1 + C_1^2C_2 - B_1C_1D_2; \tag{3.53}$$
$$\gamma = B_2D_1^2 - C_1D_1D_2 + C_1^2E_2.$$

Din ec. (3.52) rezultă două valori pentru $\rho_2$. Se adoptă valoarea cea mai mică (în modul). Apoi se calculează curbura $\rho_4$.

Exemplu: $n_{D1} = 1,51343$; $\Delta n_1 = 0,0873$; $\nu_1 = 58,878$;

$n_{D2} = 1,61171$; $\Delta n_2 = 0,01635$; $\nu_2 = 37,413$.

Rezultă: $\varphi_1' = +2,74289$; $\varphi_2' = -1,742289$;

$k_1 = +5,34228$; $k_2 = -2,84921$;

$a_1 = +0,51343$; $b_1 = +0,38496$;

$a_2 = +0,22416$; $b_2 = +0,23548$;

$a_3 = +0,56340$; $b_3 = +0,61502$;

$a_4 = +0,19765$; $b_4 = +0,31577$;

$a_5 = +0,28927$; $A_2 = +6,36760$;

$B_1 = +4,55524$; $B_2 = -3,90549$;

$C_1 = -2,82417$; $C_2 = +9,02577$;

$D_1 = +14,72894$; $D_2 = +32,26887$;

$E_2 = -27,31441$; $\alpha = -30,2522$;

$\beta = -36,9468$; $\gamma = +277,169$.

Cu datele de mai sus se scrie ecuația (5):
$-30,2522\ \rho_2^2 - 36,9468.\ \rho_2 + 277,169 = 0$, din care rezultă $\rho_{21} = -3,6985$ și $\rho_{22} = +2,4774$. Apoi se calculează $\rho_1$, $\rho_3$ și $\rho_4$ cu ec. (3.48) și (3.49). Rezultă două variante:

$\rho_1 = +1,6438$; $\rho_1 = +7,8195$;

$\rho_2 = -3,6985$; $\rho_2 = +2,4772$;

$\rho_3 = -3,5994$; $\rho_3 = +6,3616$;

$\rho_4 = -0,75018$; $\rho_4 = +9,2148$.

Se admite prima variantă, deoarece, avînd curburi mai mici, lentilele mai aplatizate și aberațiile sînt mai mici.

Cu valorile curburilor se recalculează parametrii paraxiali:

$$\xi_1' = (n_1 - 1)\ \rho_1/n_1 = +0,55766 = \xi_2;$$

$$\xi_2' = (1 - n_1)\ \rho_2 + n_1\xi_2 = +2,74290 = \xi_3;$$

$$\xi_3' = (n_2 - 1)\ \rho_3/n_2 + \xi_3/n_2 = +0,33574 = \xi_4;$$

$$\xi_4' = (1 - n_2)\ \rho_4 + n_2\xi_4 = 1,00000 = \varphi'.$$

Mai departe, se calculează invarianții paraxiali obiectivi și diferența proximităților:

$Q_1 + 1,6438$; $Q_2 = -6,4414$; $Q_3 = -6,3423$; $Q_4 = -1,7502$.

$\Delta(\xi/n)_1 = +0,36847$; $\Delta(\xi/n)_2 = +0,37443$; $\Delta(\xi/n)_3 = -2,53459$;

$\Delta(\xi/n)_4 = +0,79169$.

Cu acestea, se calculează sumele lui Seidel:

$$\Sigma \mathrm{I} = \sum_{1}^{4} Q_j^2 \Delta(\xi/n)_j = -0{,}01359;$$

$$\Sigma \mathrm{II} = \sum_{1}^{4} Q_j \Delta(\xi/n)_j = -0{,}00056.$$

Așadar, sumele fiind foarte mici, aberațiile de sfericitate și de coma sînt practic corectate.

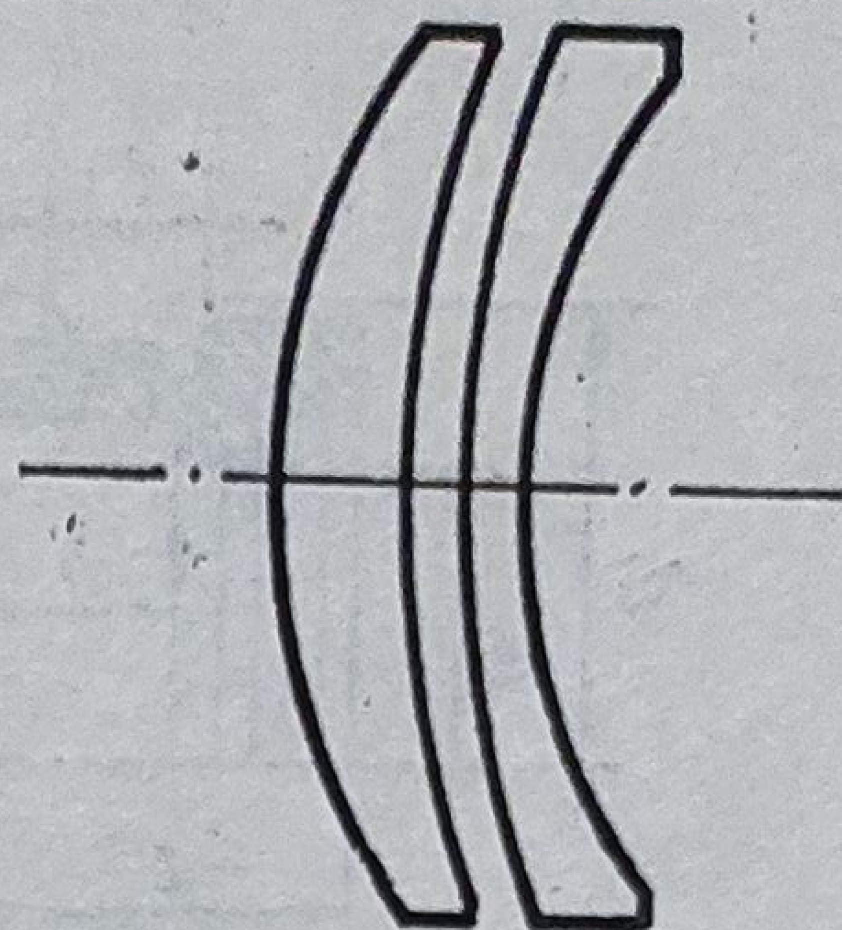


Fig. 3.1.5 Simpletul Gauss.

### 3.1.9. Simpletul Gauss

Simpletul Gauss este un sistem de tip $P_{pn}$ (fig. 3.15), alcătuit din două meniscuri și deci toate razele sînt pozitive. Cele două lentile pot fi lipite sau nelipite. Acest sistem tip stă la baza obiectivelor moderne pentru aparatele de fotografiat.

Calculul simpletului Gauss se efectuează conform indicațiilor din § 3.1.8.

Dacă $s/f' > 4$, calculul se efectuează ca pentru $s = -\infty$. Pentru $-4f' \leqq s \leqq -2f'$, se folosesc două simplete Fraunhofer inversate, calculate pentru $s = -\infty$.

### 3.1.10. Simplete alcătuite din trei lentile

$$s = -\infty; \quad d = 0.$$

$$\varphi' = \varphi_1' + \varphi_2' + \varphi_3' \text{ (se recomandă calculul în focală unitară)}; \tag{3.54}$$

$$-\delta f'/f'^2 = \varphi_1'/\nu_1 + \varphi_2'/\nu_2 + \varphi_3'/\nu_3 = 0 \text{ (acromazia)}; \tag{3.55}$$

$$ds' = L = -\frac{1}{2} f'^2 H^2 (Q_1^* + Q_2^* + Q_3^*) = 0 \text{ (aberația sferică)}; \tag{3.56}$$

$$L - C = \frac{1}{2} f'^2 H^2 (P_1 + P_2 + P_3) = 0 \text{ (aberația de coma)}; \tag{3.57}$$

$$\gamma_1 - \varphi_1'/2(n_1 - 1) = \gamma_2 + \varphi_2'/2(n_2 - 1) = \rho_2; \text{ (condiția de lipire)}; \tag{3.58}$$

$$\gamma_2 - \varphi_2'/2(n_2 - 1) = \gamma_3 + \varphi_3'/2(n_3 - 1) = \rho_3; \text{ (condiția de lipire)}; \tag{3.59}$$

$$\sum_{1}^{3} (\delta n' - \delta n)\rho = 0; \quad \sum_{1}^{3} (n' - n)\, d\rho = 0.$$

Se recomandă ca $n_1 = n_3$ și deci $\nu_1 = \nu_3$.

### 3.1.11. Monturi pentru simplete

Lentilele se fixează (ajustaj alunecător) în monturi prin următoarele procedee: prin sertizare (fig. 3.16, *a*, *b*, *c*, *d*; tabelele 3.5 și 3.6), cu inele file-

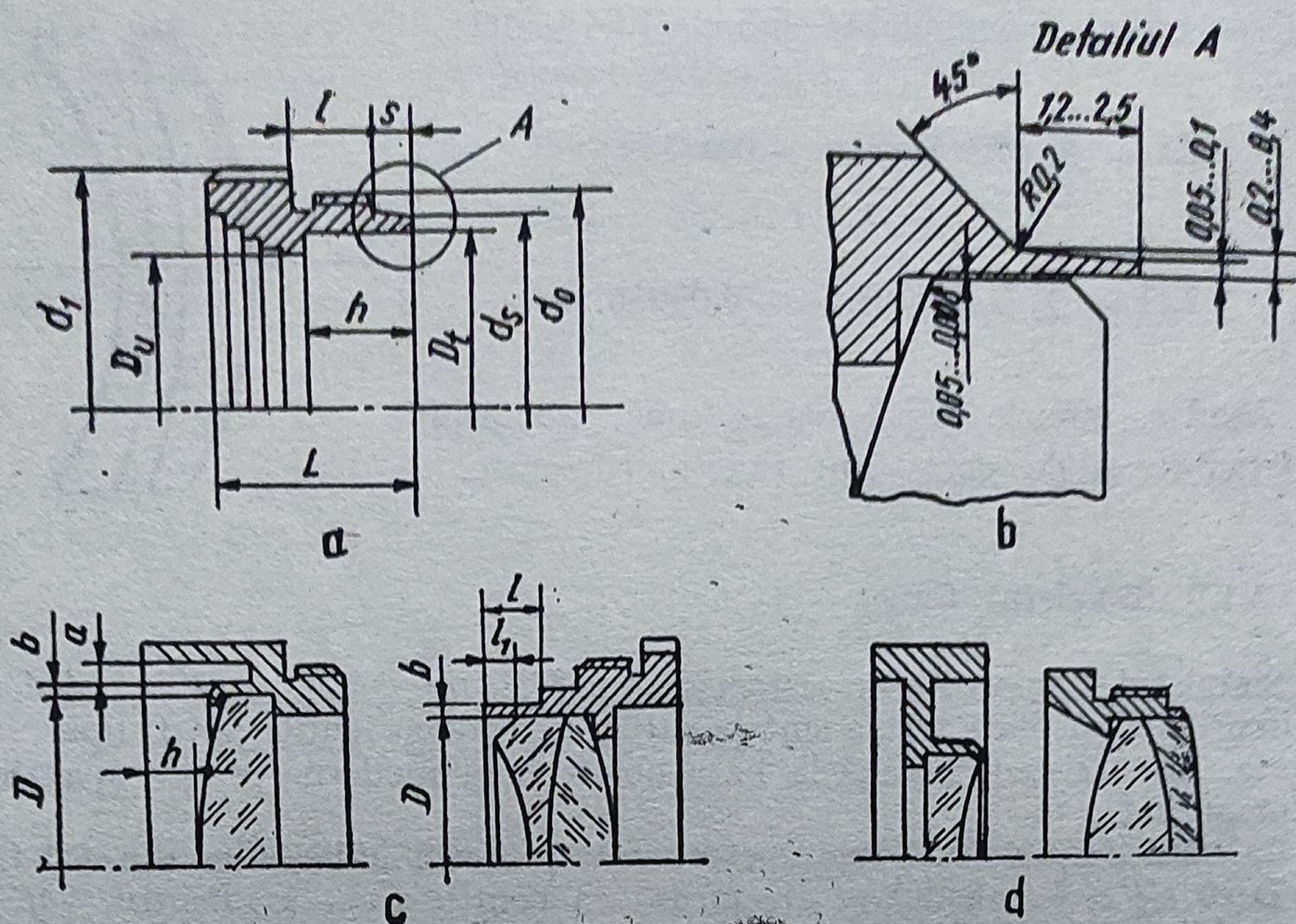



Fig. 3.16. Monturi pentru fixarea lentilelor prin sertizare.

*Tabelul 3.5.* **Dimensiunile monturilor pentru fixarea lentilelor prin sertizare (fig. 3.16) în mm**

Diametrul total $D_t = D_u + \Delta D$

$d_s = D_t + (0,5 \ldots 0,8)$

$d_0 = d_s + (8,0 \ldots 10,0)$

$p = (0,25 \ldots 1,5)$

$l = (6 \ldots 10)\, p$

$S = 1,5\, f$

$d_1 = D_t + (16 \ldots 20)$

Adausul $\Delta D$ și fațeta $f$ se aleg din tabelul 10.1 (v. bibliografie C.C.A.O.).

Pasul filetului se alege din STAS 7826/1-1975

*Tabelul 3.6.* **Dimensiunile monturilor pentru fixarea lentilelor prin sertizare (fig. 3.16, c) în mm**

| $D$ | $b^{+0}_{-0,05}$ | $l$ | $l_1$ | $h$ | $a$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $<6$ | 0,2 | 1,2 | 0,1 | 1 | |
| 6—10 | 0,2 | 1,5 | 0,3 | 1,5 | 0,5 |
| 11—18 | 0,2 | 1,8 | 0,4 | 2 | |
| 19—30 | 0,3 | 2 | 0,5 | 2,5 | |
| $>30$ | 0,3—0,4 | 2,5 | 0,7 | 3,5 | |

tate exterior (fig. 3.17, *a*; tabelul 3.7), cu inele filetate interior (fig. 3.17, *b*, tabelul 3.7; cu inele elastice (tabelul 3.8, tabelul 3.9; fig. 3.18, *a*, *b*, *c*, *d*), prin lipire (fig. 3.19, *a*) și cu elemente elastice (fig. 3.19, *b*, . . . , *f*).

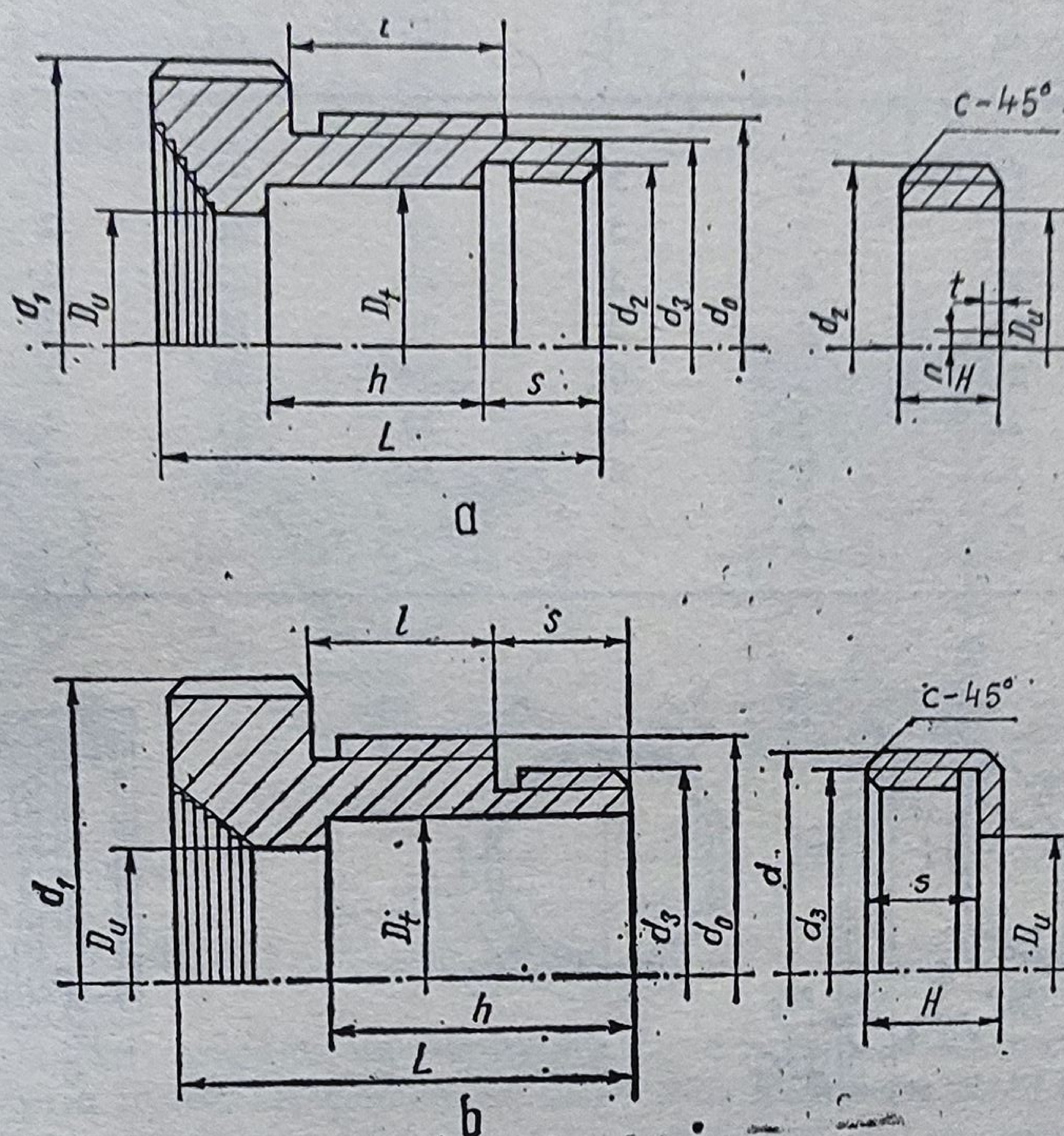



Fig. 3.17. Monturi pentru fixarea lentilelor cu inele filetate exterior a și interior b.

*Tabelul 3.7.* **Dimensiunile monturilor pentru fixarea lentilelor cu inele filetate în mm**

| Inele filetate exterior (Fig. 3.17, a) | Inele filetate interior (Fig. 3.17, b) |
|---|---|
| $d_0 = D_t + 8$ | $d_0 = D_t + 8$ |
| $d_1 = D_t + 10$ | $d_3 = D_t + 4p$ |
| $d_2 = D_t + 2p = D_u + (2 \ldots 4)$ | $l = (6 \ldots 16)\,p$ |
| $d_3 = D_t + 6p = d_2 + (1{,}5 \ldots 3)$ | $s = (6 \ldots 10)\,p$ |
| $l = (6 \ldots 16)\,p$ | $d_1 = D_t + 10$ |
| $s = (6 \ldots 10)\,p$ | $d_2 = D_t + 2p$ |
| $H = s + (1 \ldots 2)$ | $H = s + (1 \ldots 2)$ |
|  | $d = d_0 - (1 \ldots 2)$ |

*Tabelul* 3.8. **Inele elastice tip I (fig. 3.18)**

| $D$ <br> $L_4$ | $D_1$ <br> $A_4$ | $a$ <br> $C_5$ | $b$ <br> $C_5$ | $D$ <br> $L_4$ | $D_1$ <br> $A_4$ | $a$ <br> $C_5$ | $b$ <br> $C_5$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 17 | 15 | 2 | 5 | 27 | 25 | 2 | 6 |
| 18 | 16 | 2 | 5 | 28 | 26 | 2 | 6 |
| 20 | 18 | 2 | 5 | 29 | 27 | 2 | 6 |
| 22 | 20 | 2 | 5 | 30 | 28 | 2 | 6 |
| 23 | 21 | 2 | 6 | 32 | 30 | 2 | 6 |
| 24 | 22 | 2 | 6 | 33 | 31 | 2 | 7 |
| 25 | 23 | 2 | 6 | 34 | 42 | 2,5 | 7 |
| 26 | 24 | 2 | 6 | | | | |

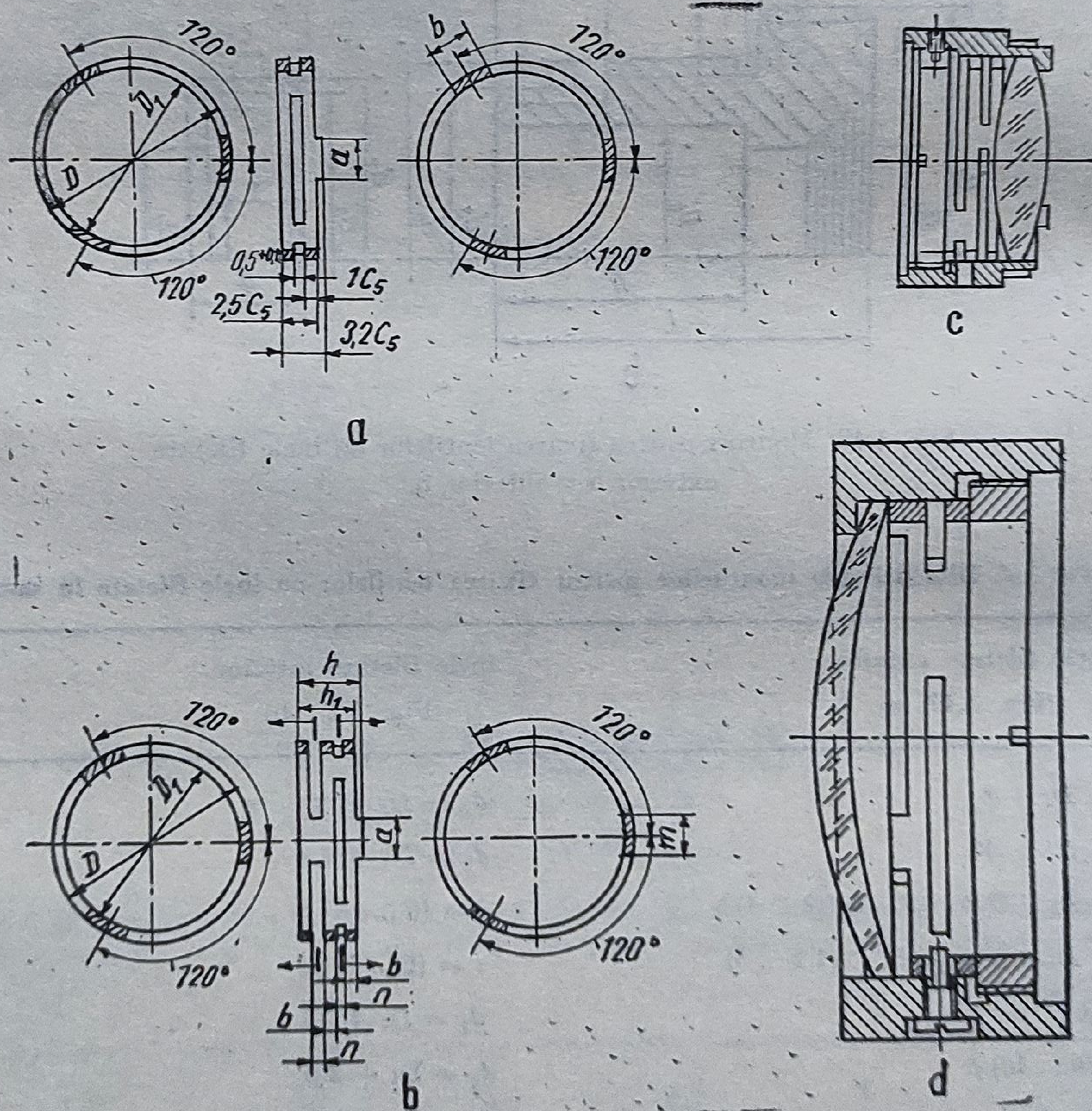



**Fig. 3.18. Inele elastice intermediare:**
*a* — tip I; *b* — tip II; *c*, *d* — exemple de utilizare.

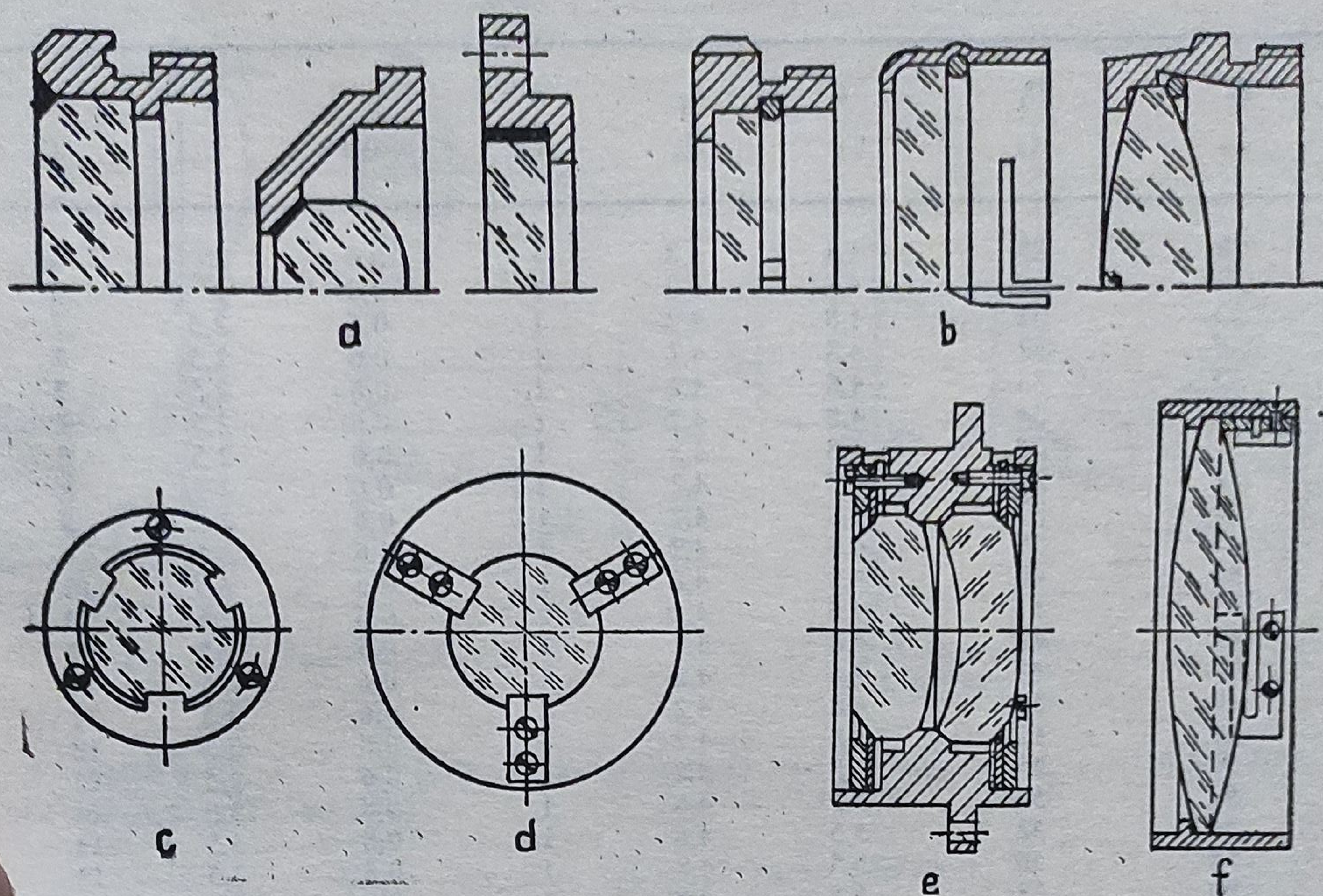



Fig. 3.19. Fixarea lentilelor:
*a* — prin lipire: *b* — cu inele elastice; *c, d, e, f* — cu lamele elastice.

Recomandări: lentilele cu diametrul $D_t < 6$ mm se fixează numai prin sertizare și prin lipire, iar cele cu $D_t > 80$ mm numai cu inele filetate.

Suprafețele interioare se vopsesc în negru-mat sau se brunează. Toate monturile pentru lentile se execută în sistemul alezaj unitar alunecător.

## 3.2. Calculul și construcția dubletelor

### 3.2.1. Cazul general

Cu notațiile din fig. 3.20 se poate scrie:

$$f' = -f_1'f_2'/\Delta = f_1'f_2'/(e - f_1' - f_2');$$

$$a_{2F'}' = -f_1'f_2'(1 - e/f_1')/\Delta = f'(1 - e/f_1');$$

$$df' = \frac{f'^2}{f_1'^2}\left(1 - \frac{e}{f_2'}\right)df_1' + \frac{f'^2}{f_2'^2}\left(1 - \frac{e}{f_1'}\right)df_2' + \frac{f'^2}{f_1'f_2'}de; \tag{3.60}$$

$$ds_{F'}' = \left(\frac{s_{F'}'}{f_1' - e}\right)^2(df_1' - de) + \left(\frac{s_{F'}'}{f_2'}\right)^2 df_2'; \tag{3.61, a}$$

$$= \frac{f'^2}{f_1'^2}(df_1' - de) + \frac{(f_1' - e)^2}{(f_1' + f_2' - e)^2}\cdot df_2'. \tag{3.61, b}$$

Tabelul 3.9. **Inele elastice tip II** (fig. 3.18)

| $D$ <br> $L_4$ | $D_1$ <br> $A_4$ | $h$ <br> $C_8$ | $h_1$ <br> $C_5$ | $b$ <br> $C_5$ | $n$ <br> $+0,1$ | $a$ <br> $C_5$ | $m$ <br> $C_8$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 30 | 28 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2 | 6 |
| 32 | 30 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2 | 6 |
| 33 | 31 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 7 |
| 34 | 32 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 7 |
| 35 | 33 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 7 |
| 36 | 34 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 7 |
| 37 | 35 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 8 |
| 38 | 36 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 8 |
| 39 | 37 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 9 |
| 40 | 38 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 9 |
| 42 | 40 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 10 |
| 43 | 41 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 10 |
| 44 | 42 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 10 |
| 45 | 43 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 11 |
| 46 | 44 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 11 |
| 48 | 46 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 12 |
| 50 | 48 | 4,8 | 4,2 | 1 | 0,6 | 2,5 | 12 |
| 52 | 50 | 5,5 | 4,8 | 1 | 0,8 | 3,5 | 14 |
| 54 | 52 | 5,5 | 4,8 | 1 | 0,8 | 3,5 | 14 |
| 58 | 56 | 5,5 | 4,8 | 1 | 0,8 | 3,5 | 14 |
| 60 | 58 | 5,5 | 4,8 | 1 | 0,8 | 3,5 | 14 |
| 62 | 60 | 5,5 | 4,8 | 1 | 0,8 | 3,5 | 14 |
| 64 | 62 | 5,5 | 4,8 | 1 | 0,8 | 3,5 | 16 |
| 68 | 66 | 5,5 | 4,8 | 1 | 0,8 | 3,5 | 18 |
| 70 | 68 | 5,5 | 4,8 | 1 | 0,8 | 3,5 | 18 |
| 72 | 70 | 5,5 | 4,8 | 1 | 0,8 | 3,5 | 18 |
| 74 | 72 | 5,5 | 4,8 | 1 | 0,8 | 3,5 | 20 |
| 78 | 76 | 5,5 | 4,8 | 1 | 0,8 | 3,5 | 20 |
| 80 | 78 | 5,5 | 4,8 | 1 | 0,8 | 3,5 | 20 |
| 85 | 82 | 7,5 | 6,5 | 1,5 | 1 | 4 | 20 |
| 88 | 85 | 7,5 | 6,5 | 1,5 | 1 | 4 | 20 |
| 95 | 92 | 7,5 | 6,5 | 1,5 | 1 | 4 | 20 |
| 98 | 95 | 7,5 | 6,5 | 1,5 | 1 | 4 | 20 |
| 100 | 96 | 7,5 | 6,5 | 1,5 | 1 | 4 | 30 |
| 105 | 100 | 7,5 | 6,5 | 1,4 | 1 | 4 | 30 |
| 110 | 105 | 7,5 | 6,5 | 1,5 | 1 | 5 | 30 |
| 115 | 110 | 7,5 | 6,5 | 1,5 | 1 | 5 | 30 |
| 120 | 115 | 7,5 | 6,5 | 1,5 | 1 | 5 | 30 |
| 125 | 120 | 9 | 8 | 2 | 1 | 5 | 30 |
| 130 | 125 | 9 | 8 | 2 | 1 | 5 | 35 |
| 135 | 130 | 9 | 8 | 2 | 1 | 5 | 35 |
| 140 | 135 | 9 | 8 | 2 | 1 | 5 | 35 |
| 145 | 140 | 9 | 8 | 2 | 1 | 5 | 35 |
| 150 | 145 | 9 | 8 | 2 | 1 | 5 | 35 |
| 155 | 150 | 9 | 8 | 2 | 1 | 6 | 35 |
| 160 | 155 | 9 | 8 | 2 | 1 | 6 | 40 |
| 165 | 160 | 9 | 8 | 2 | 1 | 6 | 40 |
| 170 | 165 | 9 | 8 | 2 | 1 | 6 | 40 |
| 175 | 170 | 9 | 8 | 2 | 1 | 6 | 40 |
| 180 | 175 | 9 | 8 | 2 | 1 | 8 | 40 |
| 185 | 180 | 9,5 | 8,5 | 2 | 1,2 | 8 | 40 |
| 190 | 185 | 9,5 | 8,5 | 2 | 1,2 | 8 | 40 |
| 195 | 190 | 9,5 | 8,5 | 2 | 1,2 | 8 | 40 |
| 200 | 195 | 9,5 | 8,5 | 2 | 1,2 | 8 | 40 |

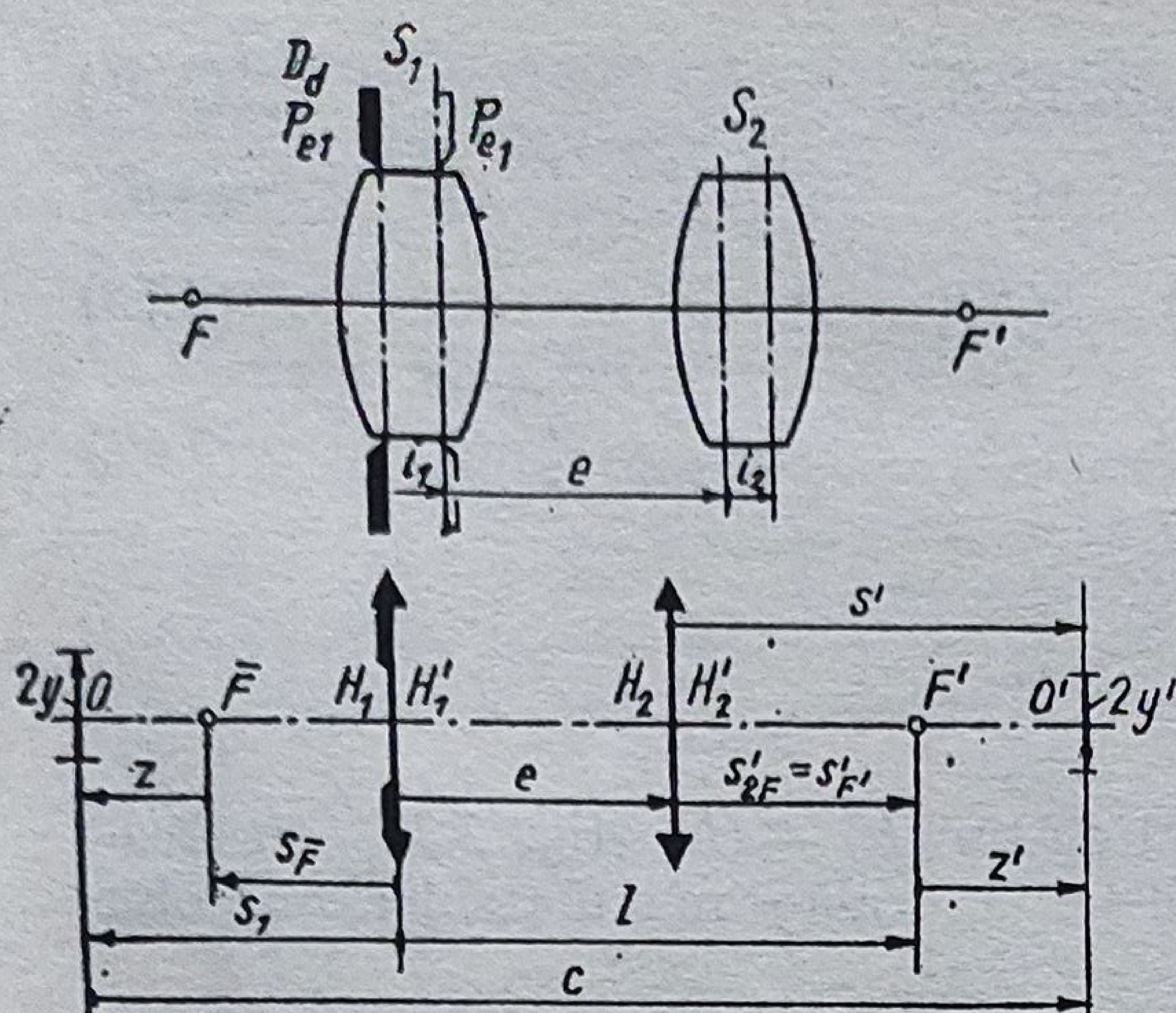


Fig. 3.20. Dubletul $(P)-(P)$.

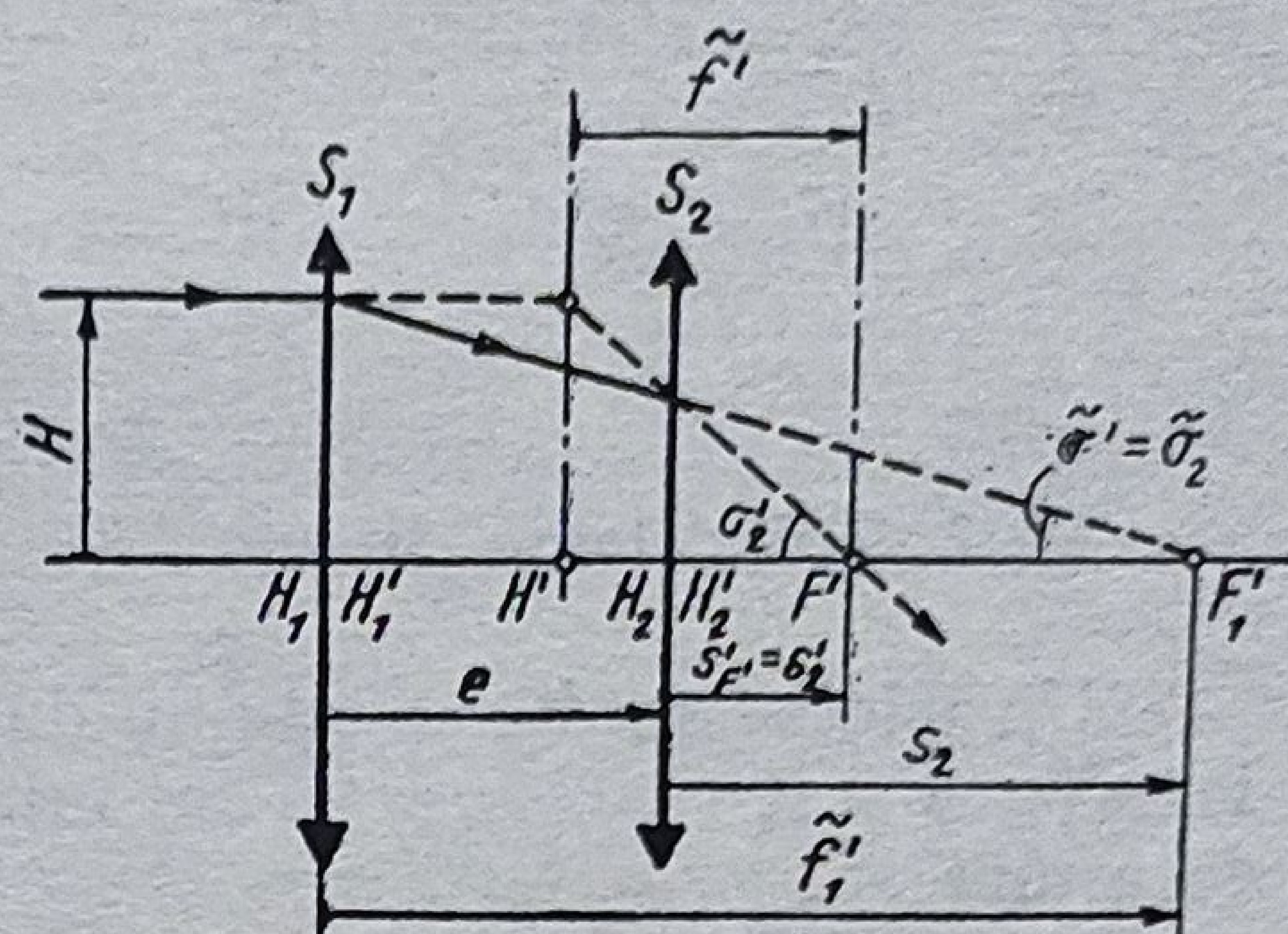


Fig. 3.21. Acțiunea simpletului $S_1$ al dubletului $(P)-(P)$.

Pentru $s_1 = -\infty$ (fig. 3.21) și lentile cu grosimi nule, executate din același material, rezultă:

$$df'_1 = -f'_1/\nu; \quad df'_2 = -f'_2/\nu; \quad de = 0;$$

$$df' = \frac{f'^2}{\nu}\left[\frac{1}{f'_1}\left(1 - \frac{e}{f'_2}\right) + \frac{1}{f'_2}\left(1 - \frac{e}{f'_1}\right)\right].$$

sau

$$df' = \frac{f'^2}{\nu} \cdot \frac{(f'_1 + f'_2 - 2e)}{f'_1 f'_2}. \tag{3.62}$$

Aberația cromatică este nulă atunci cînd variația distanței focale este nulă, adică pentru

$$f'_1 + f'_2 - 2e = 0. \tag{3.63}$$

„Condiția de acromazie" (3.63) se folosește la calculul ocularelor compuse Huygens și Ramsden (v. § 6.3).

Dacă diafragma este situată în planul principal al simpletului $S_1$ se poate scrie:

$$h_{12} = 1; \quad k_{12} = 0; \quad h_{34} = (f'_{12} - e)/f'_{12} = h;$$

$$h_{34} = -e = p_1/n = p_1.$$

Aberațiile de sfericitate și de coma sînt corectate dacă se anulează expresiile lor:

$$L = -\frac{1}{2} f'^2 H^2 \left[h^4 \sum_1^2 (A\gamma^2 - 2B\gamma + C) + h^4 \sum_3^4 (A\gamma^2 - 2B\gamma + C)\right] = 0. \tag{3.64}$$

$$C = L\frac{f'}{s' - p'} + \frac{f'H'}{2}\left[\sum_1^2 (E - D\gamma) + h^3 k \sum_3^4 (A\gamma^2 - 2B\gamma + C) + \right.$$

$$\left. + h^2 \sum_3^4 (E - D\gamma)\right] = 0. \tag{3.65}$$

$$f' = \beta_2' f_1' \text{ pentru raza marginală și} \tag{3.66}$$

$$f' = \beta_2' f_1' \text{ pentru raza paraxială.} \tag{3.67}$$

$$\beta_2' = s_2'/s_2 = f_2'(f_1' + f_2' - e) = s_2'/(f_1' - e). \tag{3.68}$$

$$dL = \beta_2'^2 dL_1; \quad dC = \frac{f_1'}{f_1' - e} \beta_2'(\beta_2' - 1)\, dL_1 + \beta_2'\, dC_1. \tag{3.69}$$

### 3.2.2. Telesisteme directe

Un telesistem direct este un dublet de tip $(P)$ — $(N)$ (fig. 3.22), cu focalele $f_1' > 0$ și $f_2' < 0$, caracterizat prin distanța focală $f'$ mai mare decît abscisa focarului $s_F'$.

Caracteristici: $\varphi' = \varphi_1' + \varphi_2' - e\varphi_1'\varphi_2' = \varphi_1' + \varphi_2'(1 - e\varphi_1') = h_1\varphi_1' + h_2\varphi_2'$; $f' = f_1'f_2'/(f_1' + f_2' - e)$; $\Delta = e - (f_1' + f_2') > 0$;

$$h_1 = H_1/H_0 = 1; \quad h_2 = H_2/H_0; \quad e = (1 - h_2)/\varphi_1' > 0;$$

$$a_{2F'}' = s_{2F'}' = (f_1' - e)\, f_2'/(f_1' + f_2' - e) = f'(f_1' - e)/f_1'; \tag{3.70}$$

$$a_{2F'}' > 0; \quad f_1' > e; \quad f_2' < 0; \quad B = e + a_{2F'}': \quad T_F = B/f';$$

$$f_1' = ef'/(f' - s_{2F'}'); \; f_2' = es_{2F'}'/(e + s_{2F'}' - f'); \tag{3.71}$$

$$f_1' = ef'/(f' + e - B); \quad f_2' = e(B - e)/(B - f'). \tag{3.72}$$

Aplicații: obiective fotografice, obiective de aparate afocale, lunete de teodolit și de nivelmetre.

$$\varphi_1'/\nu_1 + \varphi_2'(f_1' - e)^2/\nu_2 f_1'^2 = 0 \quad \text{(condiția de acronazie)}, \tag{3.73}$$

Parametrii independenți sînt $\varphi_1'$ și $h_2 = 1 - e\varphi_1'$. Se impun: $f' = 1$, $P_i/f'$ și $\operatorname{tg} \sigma_{p1}$ și $\varphi_1' < 2$. Dacă se impune $L < 0{,}8\, f'$ rezultă domeniul de existență al dubletului. Pentru deschideri relative $P_i/f'$ mari, diafragma $D_a$ se montează aproape de sistemul $S_1$. Curbura de cîmp se corectează bine dacă

$$\frac{\text{Suma puterilor pozitive}}{\text{Suma puterilor negative}} = 1{,}2 \ldots 0{,}833.$$

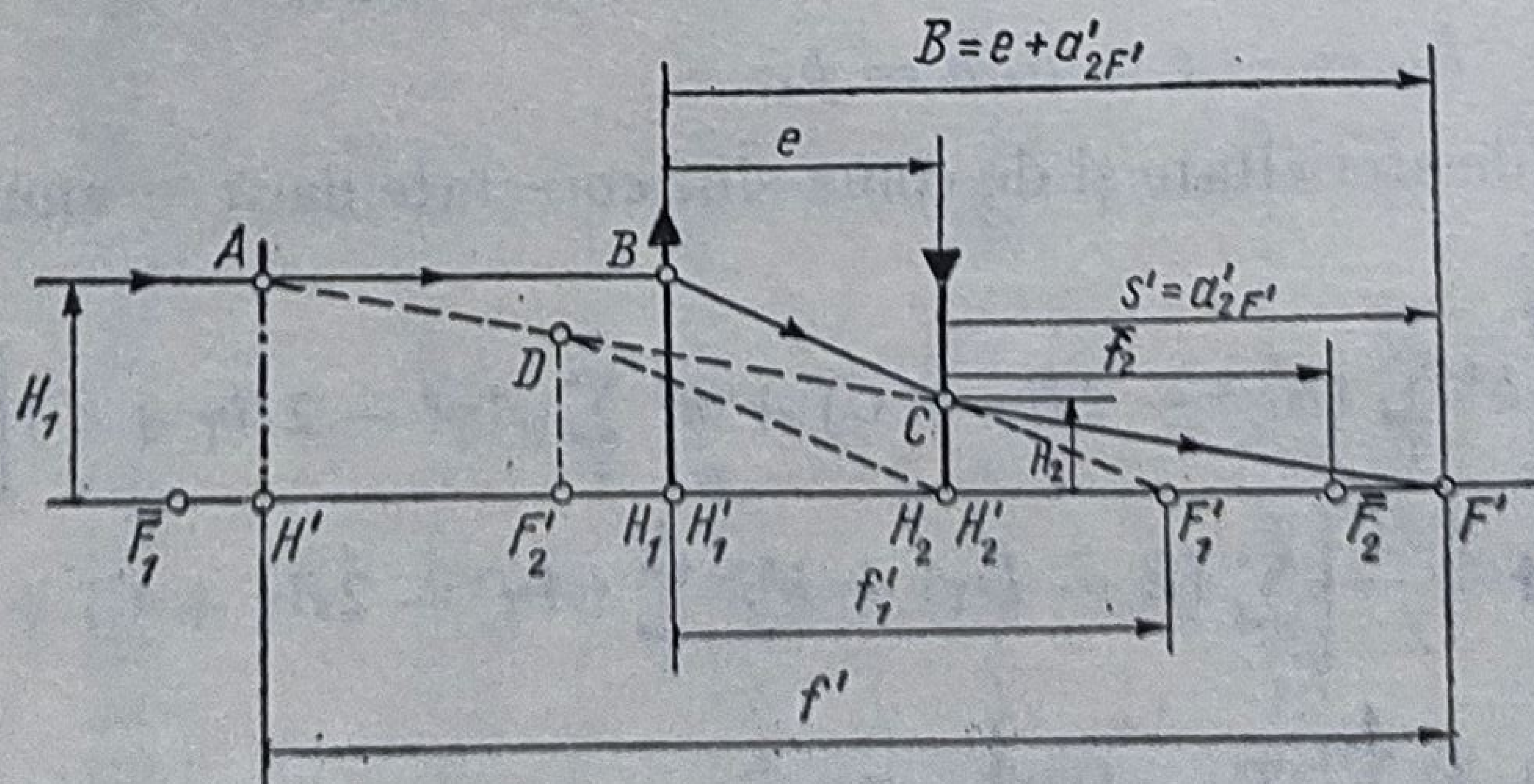



Fig. 3.22. Telesistemul direct $(P)$—$(N)$.

Exemplu numeric: $f'_1 = 120$ mm; $f'_2 = -30$ mm; $e = 92$ mm; $f'_{ob} =$ $= 1\,800$ mm. Sistemul convergent este alcătuit din 4 lentile lipite: cel divergent din două lentile lipite.

### 3.2.3. Telesisteme inversate

Un dublet de tip (N)—(P) reprezintă un telesistem inversat (fig. 3.23) pentru $s = -\infty$. Se obține abscisa imagine mai mare decît focala. Se utilizează în construcția obiectivelor fotografice cu cîmp unghiular mare și a obiectivelor de microscop cu abscisă obiect mare (în acest caz $s_1 = s_F$ și $s' =$ $= +\infty$).

Pentru calculele se consideră $s = -\infty$ și pupila de intrare situată în vîrful primului dioptru.

### 3.2.4. Telesisteme cu abscise variabile

Pentru ca imaginea unui obiect situat la diferite distanțe $s_1(-\infty \leqslant s_1 \leqslant$ $\leqslant 0)$ să se formeze totdeauna în același plan, pe un reticul, se poate proceda în două moduri: a) se deplasează axial obiectivul față de reticul și b) se deplasează axial o componentă a obiectivului. Prima soluție este costisitoare, incomodă și nu asigură centrarea sistemelor. A doua metodă asigură un aparat scurt și o precizie ridicată. Pentru aceasta, obiectivul lunetei (teodolitului, nivelmetrului ș.a.) se execută în formă de telesistem direct; sistemul convergent $S_1$ este fix, iar cel divergent $S_2$ este deplasabil axial.

Cu notațiile din fig. 3.24 pot fi scrise relațiile de la § 3.2.2. și următoarele: $s = -\infty$; $\Delta = -f'_2 - f'_1 + e$;

$$z_\infty = f_1'^2/(f_2'^2 - \Delta - x). \tag{3.74}$$

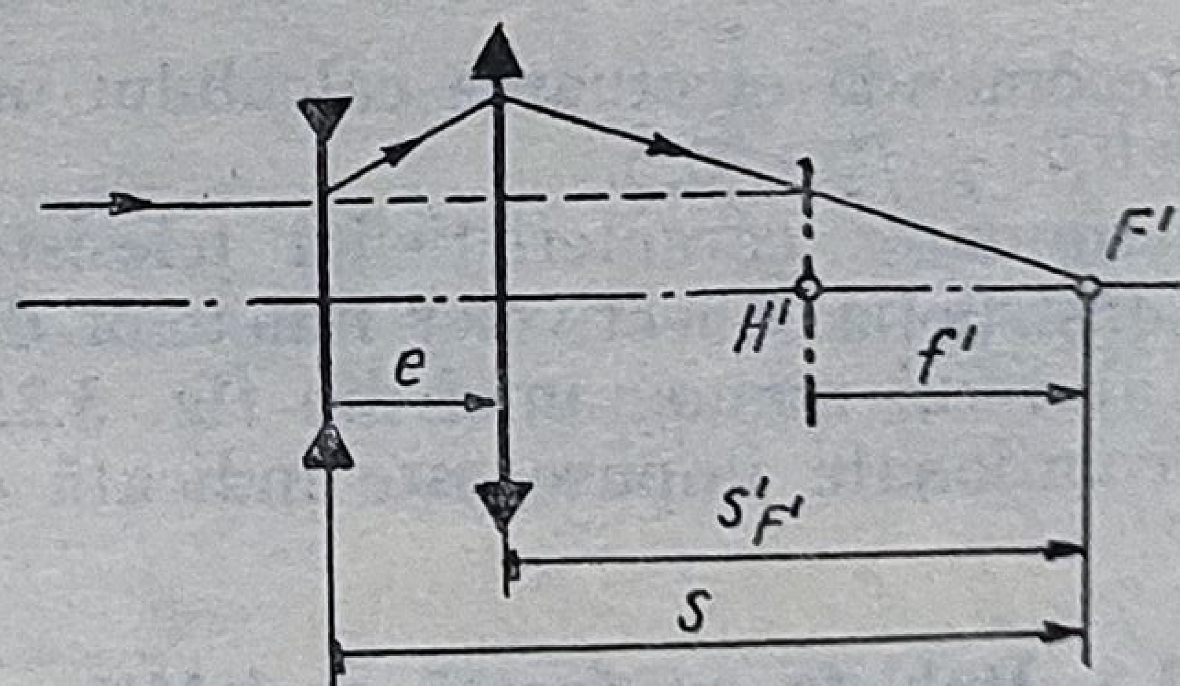



Fig. 3.23. Telesistemul inversat (N) — (P).

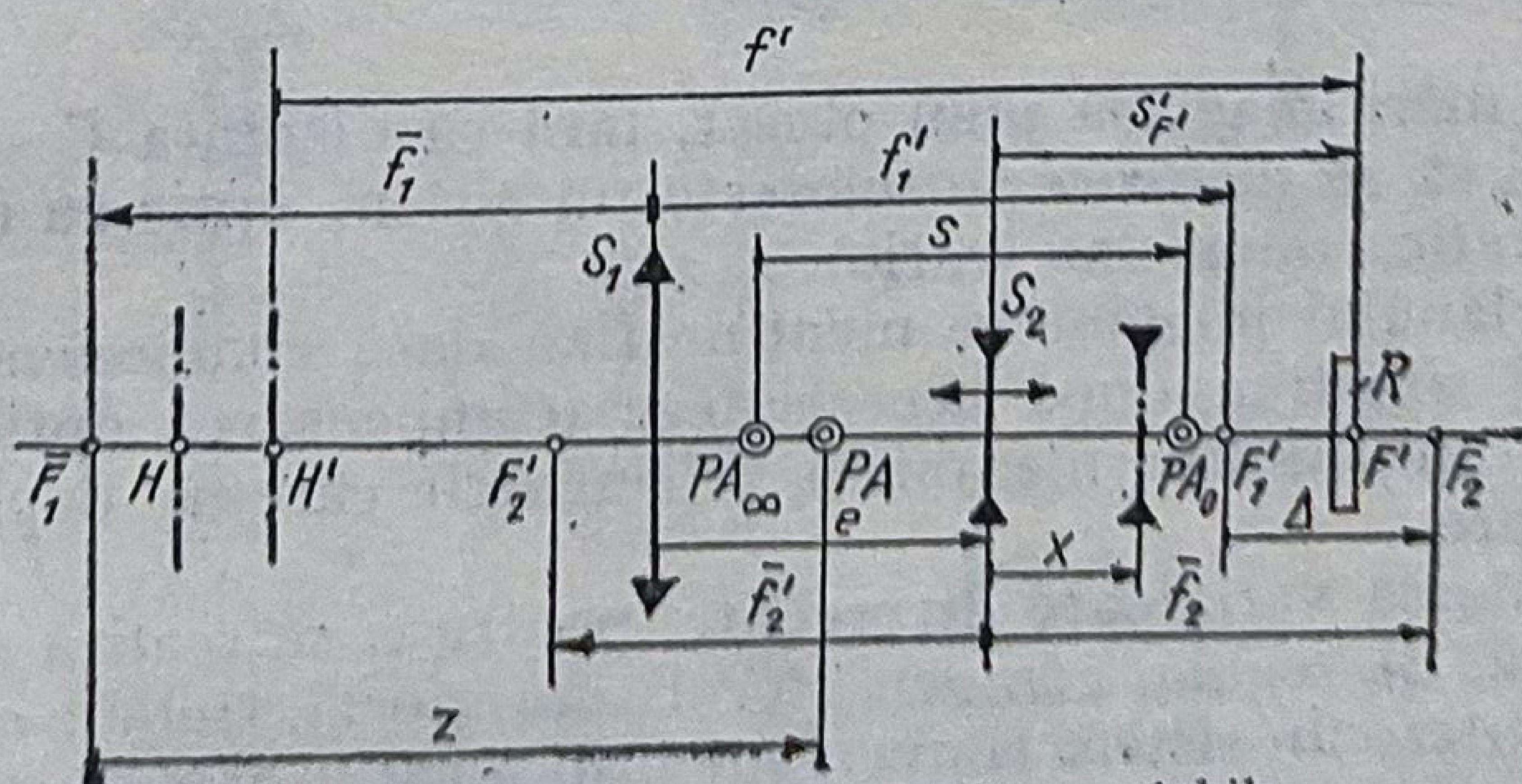



Fig. 3.24. Dubletul cu abscise variabile.

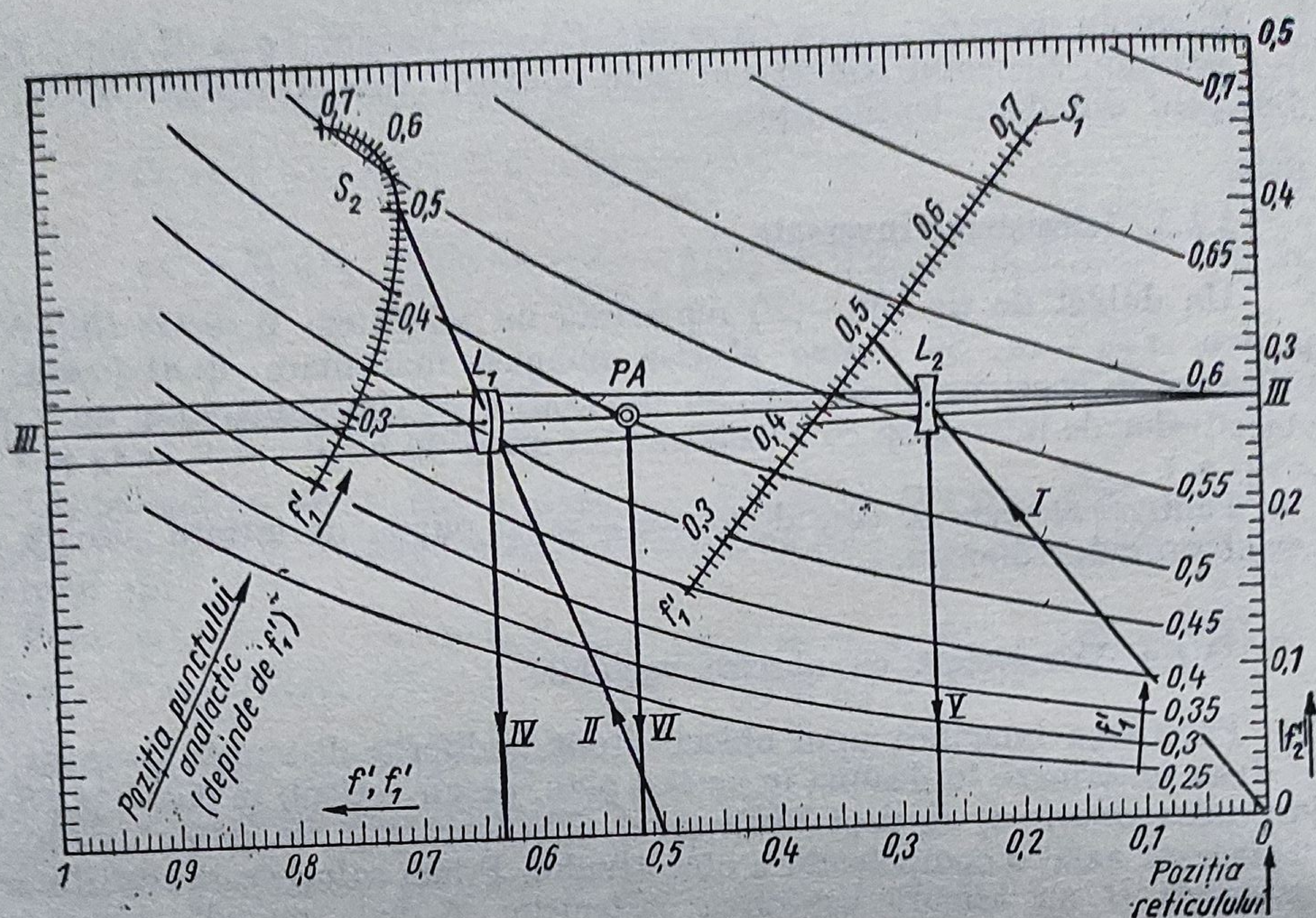



Fig. 3.25. Nomogramă pentru determinarea elementelor constructive ale lunetei analactice în focală unitară.

La deplasarea sistemului $S_2$ spre dreapta cu mărimea $x$, se deplasează spre dreapta și punctul analactic cu mărimea

$$s = f_1'^2/[f_2'^2(1/f_1' - f_1') - x] - f_1'^2/f_2'(1/f_1' - f_1'). \qquad (3.75)$$

Se recomandă efectuarea calculului în focală unitară ($f' = 1$). În acest caz $f_1' < 0{,}7$ și $f_2' < 0{,}5$.

Determinarea caracteristicilor telesistemelor cu abscise variabile, folosite în construcția obiectivelor lunetelor de teodolit și de nivelmetru se face ușor cu ajutorul nomogramei din fig. 3.25. Ordinea în care se unesc punctele de coordonate impuse este indicată cu cifre romane (I, . . . VI).

### 3.2.5. Dublete cu focală variabilă

Pentru a mări imaginea unui obiect, fără ca distanța $C = \overrightarrow{OO'}$ și claritatea imaginii să se modifice se folosește un sistem optic cu focală variabilă (sistem pancratic, zoom sau vario).

Poziția planului imagine se menține fixă dacă componentele sistemului se deplasează simultan după aceeași lege (compensarea optică) sau după legi diferite (compensarea mecanică). Elementele care se deplasează se numesc variatoare.

Se recomandă variatoare divergente, pentru a se realiza sisteme scurte.

Pentru că, de regulă, compensatorul este afocal, trebuie ca în fața acestuia să se monteze un sistem convergent prin a cărui deplasare axială se realizează punerea la punct pe obiectul situat la diferite distanțe.

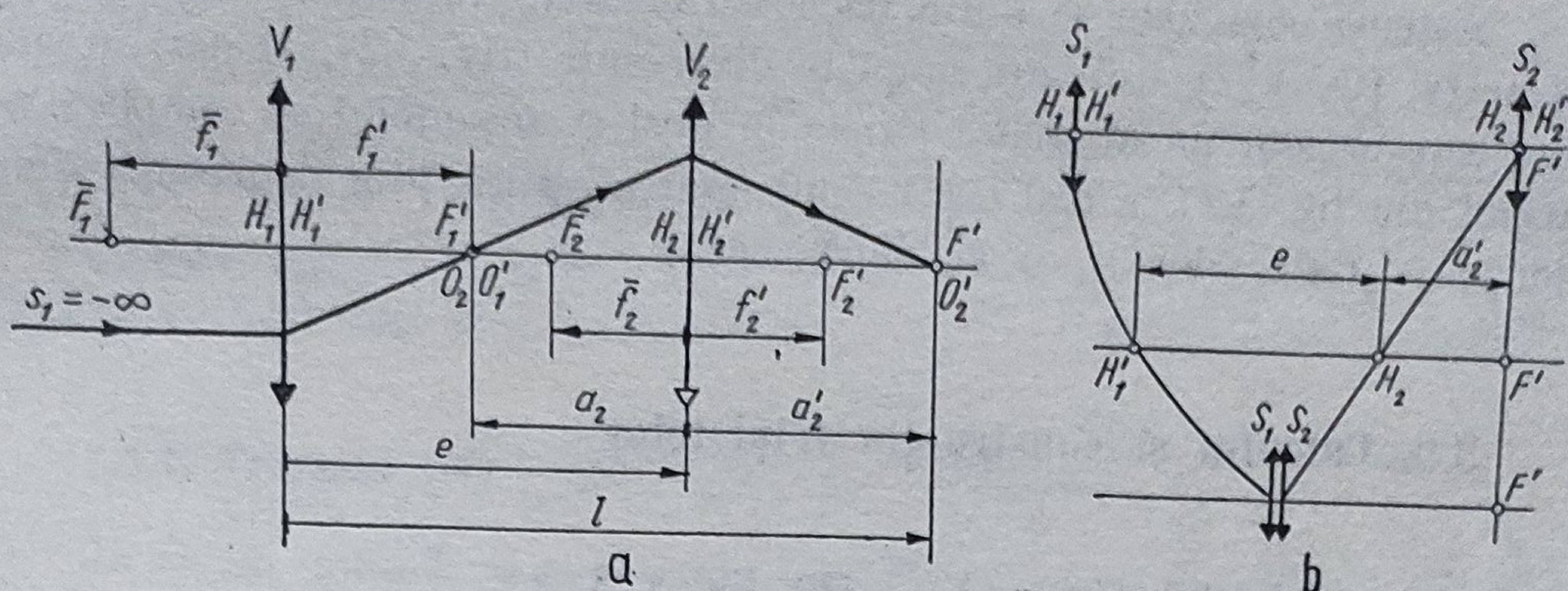



Fig. 3.26. Obiectiv pancratic (zoom, vario) cu două variatoare $V_1$ și $V_2$: $a$ — schema de calcul; $b$—compensarea mecanică.

Un compensator cu două variatoare de tip simplet $V_1$ și $V_2$ este reprezentat în fig. 3.26, *a*. Pentru ca imaginea să se formeze mereu în planul focal imagine, cele două variatoare se deplasează simultan pe traiectorii diferite (fig. 3.26, *b*) conform relației (3.76)

$$\frac{1}{f_2'} = \frac{1}{a_2'} - \frac{1}{f_1' + a_2' - l}. \tag{3.76}$$

O corecție bună se obține pentru rapoarte $f_1'/f'$ și $f_2'/f'$ mari. Pentru simetrie se recomandă grosismentul cuprins între $1/\Gamma$ și $\Gamma/1$ și traiectorii cu puncte de întoarcere (fig. 3.27, *a*, *b*).

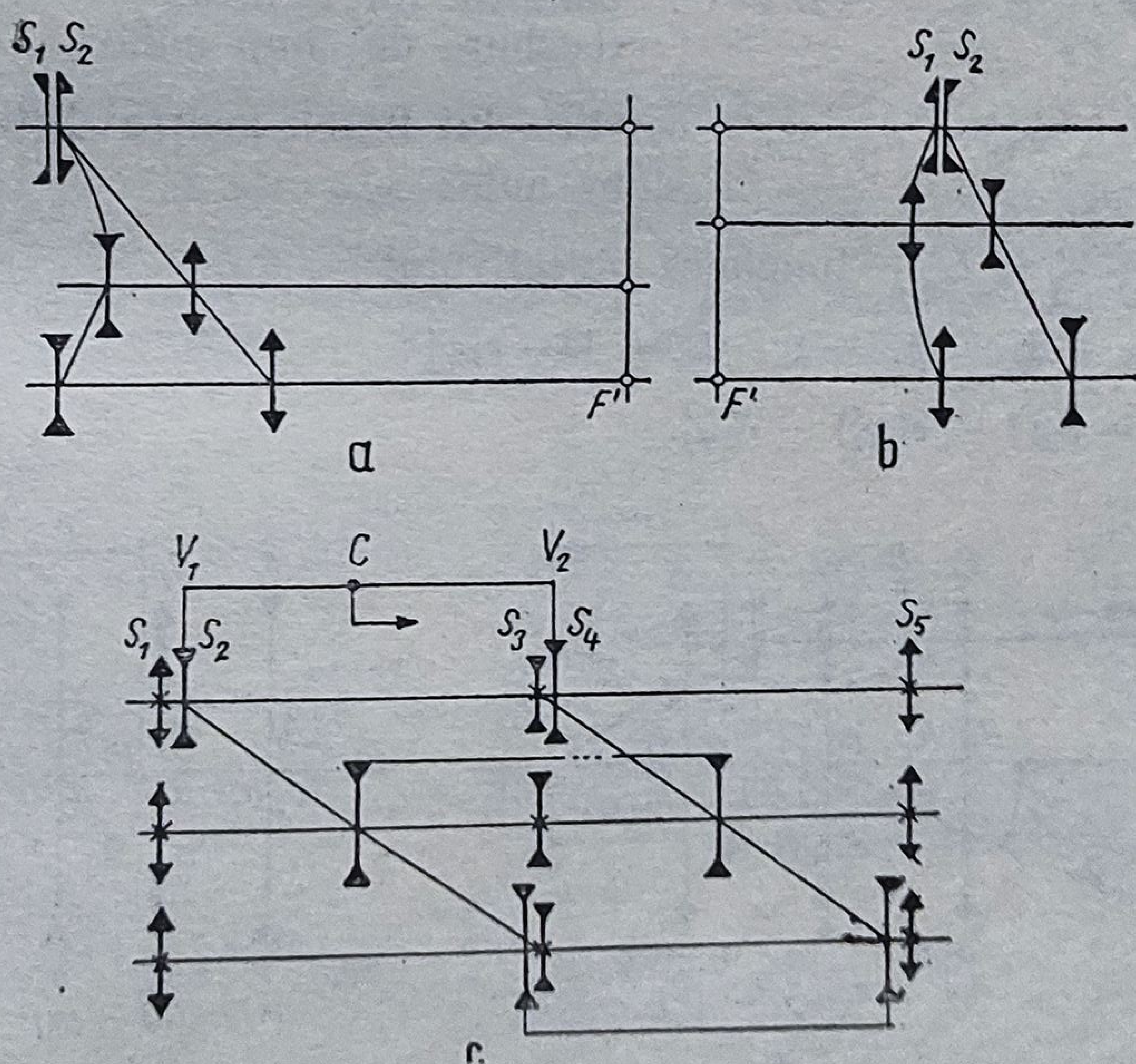



Fig. 3.27. Obiective pancratice:
$a$ — cu compensare mecanică și simetrie în reprezentarea aberațiilor; $b$ — cu plan focal virtual; $c$ — cu compensare optică.

Sisteme compacte se obțin dacă variatoarele formează telesisteme directe (v. fig. 3.22), sau sînt simplete divergente (fig. 3.27, *c*) dar, în acest caz, este necesar un al treilea sistem în aval și ansamblul se complică. Sistemul din fig. 3.27, *c* realizează compensarea optică prin deplasarea simultană a variatoarelor $V_1$ și $V_2$ după aceeași lege.

## 3.3. Calculul și construcția tripletelor

### 3.3.1. Tripletul $(P) - (N) - (P)$, fig. 3.28, *a*

$$\varphi' = h_1\varphi_1' + h_2\varphi_2' + h_3\varphi_3'; \text{ puterea}; \tag{3.77}$$

$$h_1^2\frac{\varphi_1}{\nu_1} + h_2^2\frac{\varphi_2'}{\nu_2} + h_3^2\frac{\varphi_3'}{\nu_3} = 0; \quad \text{acromazia}; \tag{3.78}$$

$$h_1k_1\frac{\varphi_1'}{\nu_1} + h_2k_2\frac{\varphi_2'}{\nu_2} + h_3k_3\frac{\varphi_3'}{\nu_3} = 0; \quad \text{acromazia pentru raza pupilară principală}; \tag{3.79}$$

$\Sigma h^4Q^* = 0$; stigmatismul axial (aberațiile de sfericitate nule);

$$\Sigma(h^3kQ^* - h^2P) = 0; \text{ condiția sinusurilor (coma nulă)}; \tag{3.80}$$

$$\frac{\varphi_1'}{n_1} + \frac{\varphi_2'}{n_2} + \frac{\varphi_3'}{n_3} = -\mathcal{P} = 0; \quad \text{condiția lui Petzval (curbura de cîmp nulă)}; \tag{3.81}$$

$$e_1\varphi_1' - e_2'\varphi_2' - \varkappa = 0; \quad \text{condiția lui Berek pentru distorsiune nulă}; \tag{3.82}$$

$$e_1' + e_2' = L; \quad \text{lungimea obiectivului}; \tag{3.83}$$

$$s = -\infty; \quad h_1 = 1; \quad h_2 = 1 - e_1'\varphi_1'; \tag{3.84}$$

$$h_3 = h_2(1 - e_2'\varphi_2') - e_2'\varphi_1'. \tag{3.85}$$

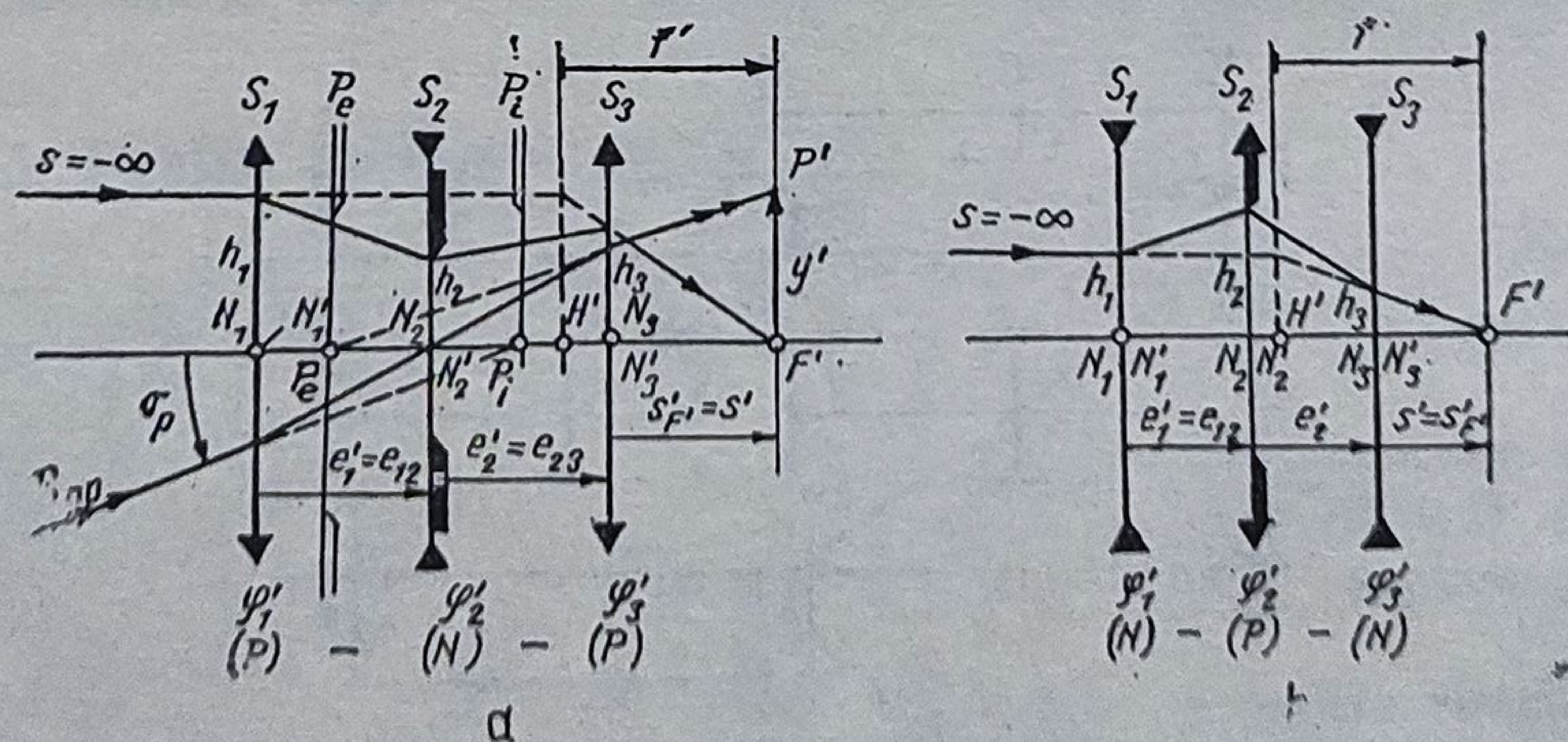



Fig. 3.28. Tripletul:
*a* — Teylor; *b* — Glatzel-Schulz.

Dacă diafragma $D_d$ se află în planul principal al simpletului divergent $S_2$, se obține: $k_1 = p_1/n_0 = p_1/1 = p_1$. Se recomandă:

$$\varkappa = 0 \quad \text{și} \quad k_3 = e_{23}/e_{12} = -\varphi_1'/\varphi_3'; \quad k_2 = 0; \tag{3.86}$$

$$h_3 = \nu_3/\nu_1; \; h_2 = \nu_2/\nu_1 \ldots 1.$$

Trebuie folosite sticle cu indici de refracție mari, pentru ca lentilele să aibă curburi mici și deci aberații mici.

### 3.3.2. **Tripletul** (*N*) — (*P*) — (*N*), fig. 3.28, *b*

În focala unitară, se poate scrie ecuația de putere

$$\varphi' = \varphi_1' + \varphi_2' + \varphi_3' - e_1'\varphi_1'(\varphi_2' + \varphi_3') - e_2'\varphi_3'(\varphi_1' + \varphi_2') + e_1'e_2'\varphi_1'\varphi_2'\varphi_3' = 1. \tag{3.87}$$

Dacă obiectivul este simetric puterea devine

$$(1 - e_1'\varphi_1')(2\varphi' + \varphi_2' - e_1'\varphi_1'\varphi_2') = 1. \tag{3.88}$$

Abscisa focarului imagine este:

$$s_{F'}' = 1 - e_1'\varphi_1' - e_2'(\varphi_1' + \varphi_2') + e_1e_2\varphi_1'\varphi_2'; \tag{3.89}$$

sau $\quad s_{F'}' = 1 - e_1'(2\varphi_1' + \varphi_2' - e_1'\varphi_1'\varphi_2')$; (pentru sisteme simetrice); (3.90)

$$\mathcal{P} = \frac{\varphi_1'}{n_1} + \frac{\varphi_2'}{n_2} + \frac{\varphi_3'}{n_3} = 0; \quad \text{(suma lui Petzval)}.$$

### 3.3.3. **Tripletul** (*P*) — (*N*) — (*P*) **pancratic**

În fig. 3.29 este reprezentată acțiunea fiecărei lentile din componența unui triplet de tip Taylor pancratic cu $\beta' = 1{:}1 \ldots 3{,}2{:}1$. Se observă că compensatorul este un dublet alcătuit din simpletele variatoare $S_1$ și $S_2$. Acestea fiind legate, compensarea se realizează simplu, pe cale optică.

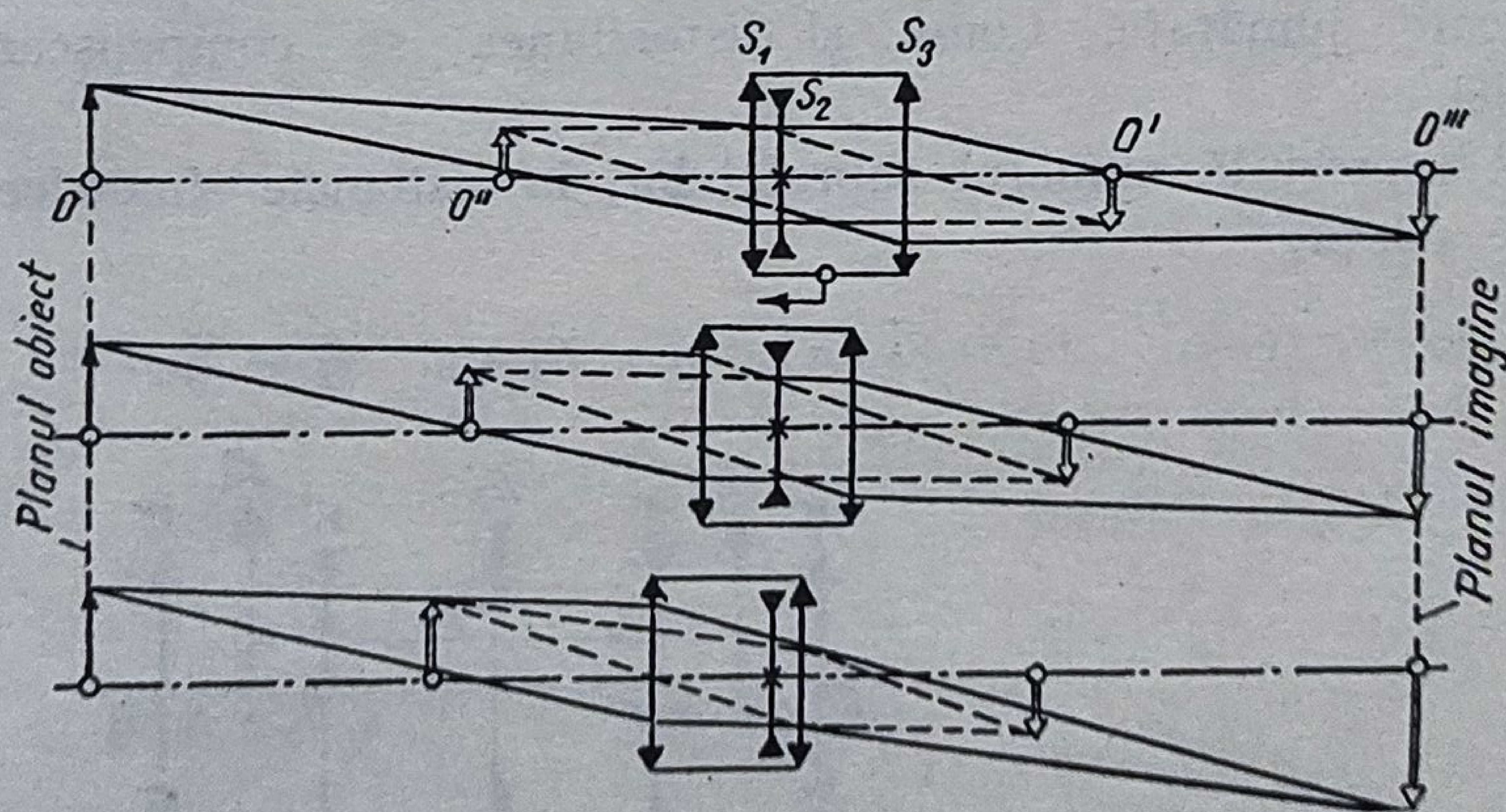



Fig. 3.29. Triplet pancratic cu β' = 1: 1... 3,2 : 1 (C. Zeiss).

### 3.3.4. Tripletul $(P)-(N)-(P_{np})$

$$\varphi_3' = \varphi_{31}' + \varphi_{32}'; \quad \frac{\varphi_3'}{\nu_3} = \frac{\varphi_{31}'}{\nu_{31}} + \frac{\varphi_{32}'}{\nu_{32}}; \quad \frac{\varphi_3'}{n} = \frac{\varphi_{31}'}{n_{31}} + \frac{\varphi_{32}'}{n_{32}};$$

$$\varphi_{31}' = \varphi_3'(1 - \nu_{32}/\nu_3)/(1 - \nu_{32}/\nu_{31});$$

$$\varphi_{32}' = -(\varphi_3'\nu_{32}/\nu_{31})(1 - \nu_{31}/\nu_3)/(1 - \nu_{32}/\nu_{31});$$

$$\frac{1}{n_3} = \frac{1/n_{31} - 1/n_{32}}{\nu_3(1/\nu_{31} - 1/\nu_{32})} + \frac{1/n_{32}\nu_{31} - 1/n_{31}\nu_{32}}{1/\nu_{31} - 1/\nu_{32}};$$

$n_3\nu_3 > n_1\nu_1$; $\nu_{32}/\nu_3 \approx 1$; $n_3$ trebuie să fie mare;

$\varphi_{32}'/\varphi_{31}' \approx -3$; $\nu_{32}/\nu_3 = 1{,}1$; $\nu_{32}/\nu_{31} = 0{,}8$.

Se pot obține și triplete cu abscise variabile, prin deplasarea fie a simpletului $S_2$, fie a simpletului $S_3$.

### 3.3.5. Calculul și construcția quadrupletelor

Se recomandă sisteme simetrice (fig. 3.30) față de diafragmă. Dintre toate combinațiile se preferă $(P)-(N)-(N)-(P)$ și $(N)-(P)-(P)-(N)$. Cu notațiile din fig. 3.30 pot fi scrise următoarele relații:

$$\varphi' = \varphi_e' + \varphi_i' - e_{e1}\varphi_e'\varphi_i'; \quad e = e_{ii} + 2e_{ei}\varphi_e'/\varphi'; \quad \alpha = -\varphi_e'/\varphi_i';$$

$$e = (2\varphi' - 1)/\varphi'^2; \quad \varphi_i' = -2\varphi'^2/(2\alpha\varphi' - e_{ii}\varphi'^2 - 1);$$

$$\varphi_e' = -\alpha\varphi_i'; \quad e_{ei} = (\varphi' - \varphi_e' - \varphi_i')/\alpha\varphi_i'^2;$$

$L = 2e_{ei} + e_{ii} = H_1H_4'$. Pentru $e_{ei} = 0$ rezultă $\varphi' = \varphi_e' + \varphi_i'$.

Aberațiile de sfericitate, astigmatismul și curbura de cîmp se corectează pentru fiecare jumătate. Coma și distorsiunea se compensează datorită simetriei.

Dacă $k$ reprezintă numărul suprafețelor, la sistemele simetrice există următoarele relații:

$$\rho_j = -\rho_{k-j+1}; \quad n_j = n_{k-j+1}'; \quad n_j' = n_{k-j+1}; \quad e_j' = e_{k-j}'.$$

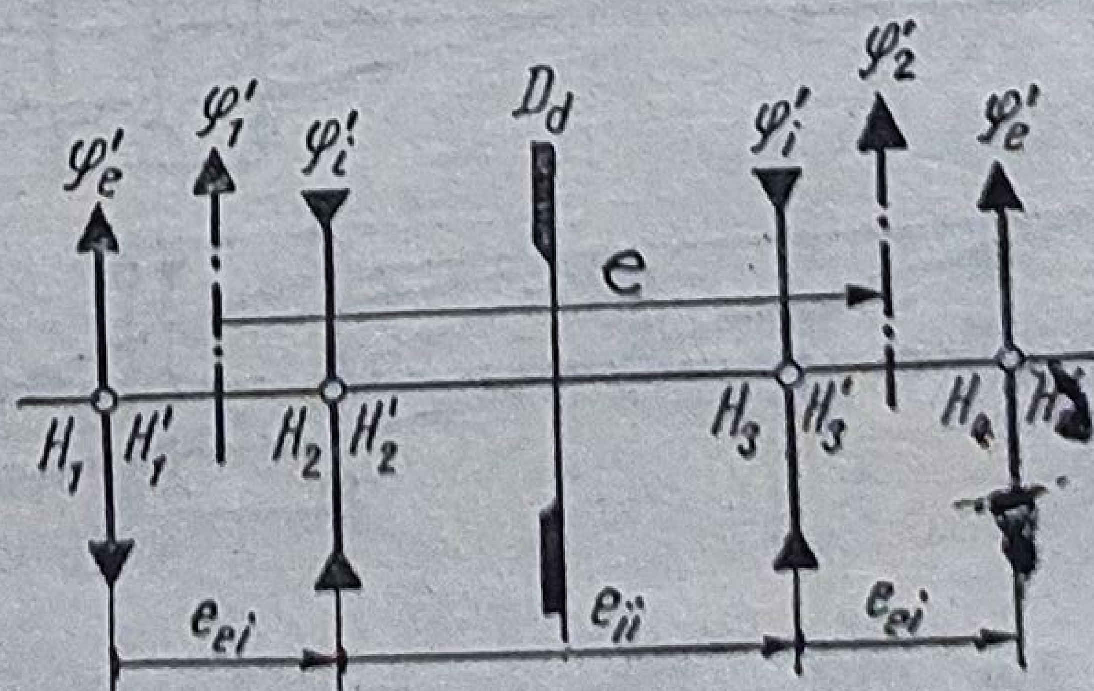



Fig. 3.30. Schema optică a unui quadruplet simetric.

De exemplu, $\rho_5 = -\rho_{6-5+1} = -\rho_2$.

$$\varphi' = \varphi'_1 = \varphi'_2; \quad \varphi' = \varphi'_1 + \varphi'_2 - e\varphi'_1\varphi'_2 = 1;$$

$$1 = 2\varphi' - e\varphi'^2; \quad e = (2\varphi' - 1)/\varphi'^2.$$

Cînd $1 = 2\alpha\varphi' - e_{ii}\varphi'^2$, puterile își schimbă semnele; sistemul *PNNP* devine *NPPN* cu $\varphi'_e < 0$ și $\varphi'_i > 0$.

Dacă *SQ* are grupurile formate din lentile singulare, suma lui Petzval poate fi anulată cînd este satisfăcută condiția:

$$n_e/n_i \approx \varphi'_e/\varphi'_i \quad \text{ori} \quad n_e = \alpha n_i \quad \text{și} \quad \alpha = 5/6 \ldots 6/5.$$

Aberațiile cromatice se corectează pentru

$$\nu_e = \nu_i(\varphi'_i - \varphi')^2/\alpha\varphi'^2_i, \quad \text{dacă} \quad \beta' = -1.$$

# 4.

# Sisteme optice nelenticulare

## 4.1. Oglinzi

### 4.1.1. Oglinzi plane

Oglinda plană constituie un sistem optic stigmatic acromatic cu focala $f' = \infty$. Modul de formare a imaginii și caracteristicile sînt reprezentate în fig. 4.1. Poziția oglinzii plane este dată de vectorul unitar $N$, normal pe oglindă. Imaginea este egală cu obiectul și inversată de-a lungul axei optice și stînga-dreapta. Oglinda plană schimbă semnul unghiului de deschidere. Semnele sînt indicate în figură.

Dacă un fascicul de raze monocromatice și paralele este incident normal pe o oglindă plană, razele reflectate se întîlnesc cu cele incidente și interferează în punctele $A_i$, dacă diferența de drum optic $\Delta = 2\ I_1S$ este un multiplu întreg par de $\lambda$. Planul paralel cu oglinda, care trece prin punctele $A_i$, se numește plan ventral. Minimele de interferență apar pentru $\Delta$ egal cu un număr impar de $\lambda$ în planul nodal. Diferența dintre două plane ventrale sau nodale consecutive este $\lambda/2$.

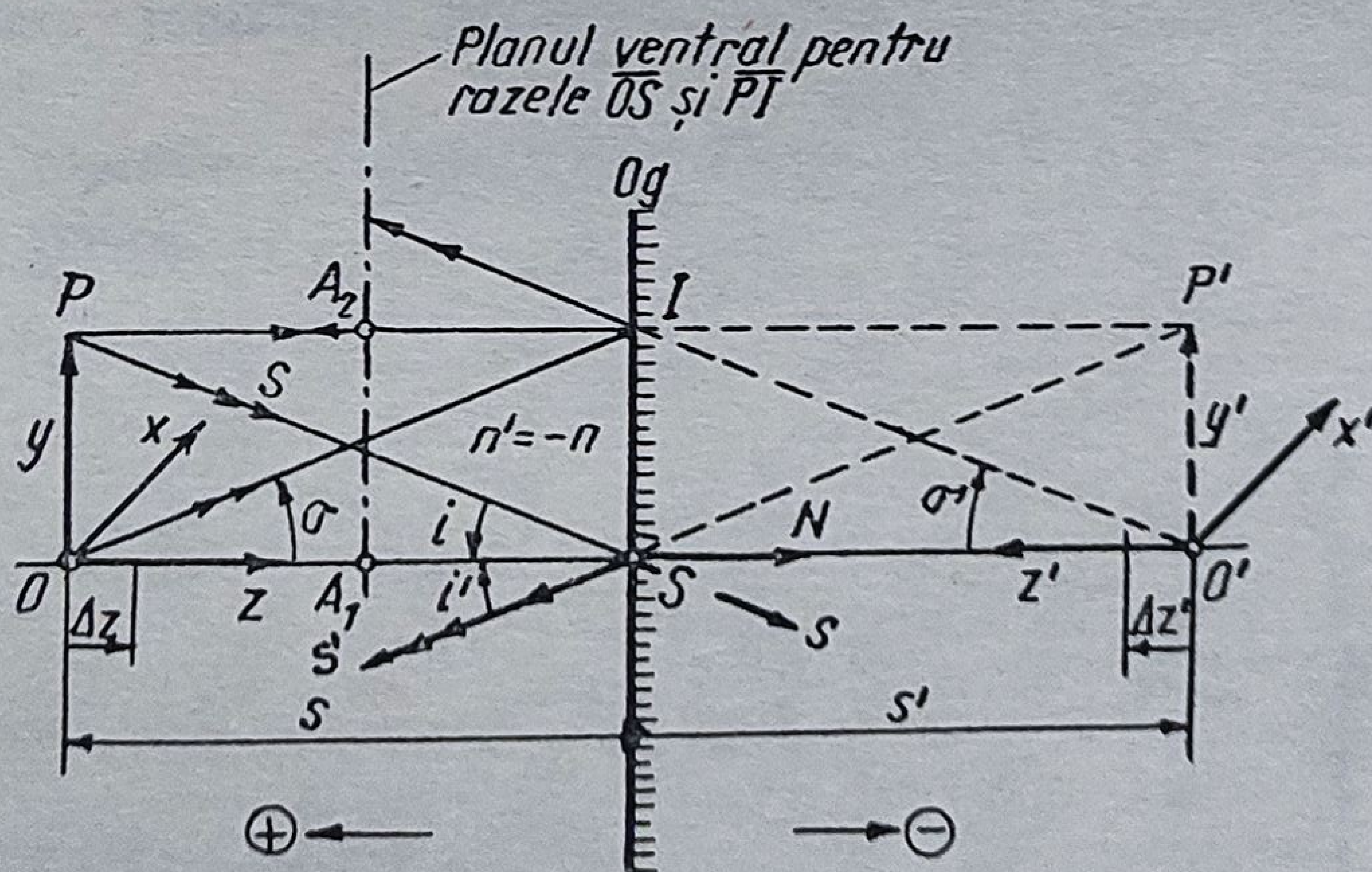



Fig. 4.1. Formarea imaginii în oglinda plană.

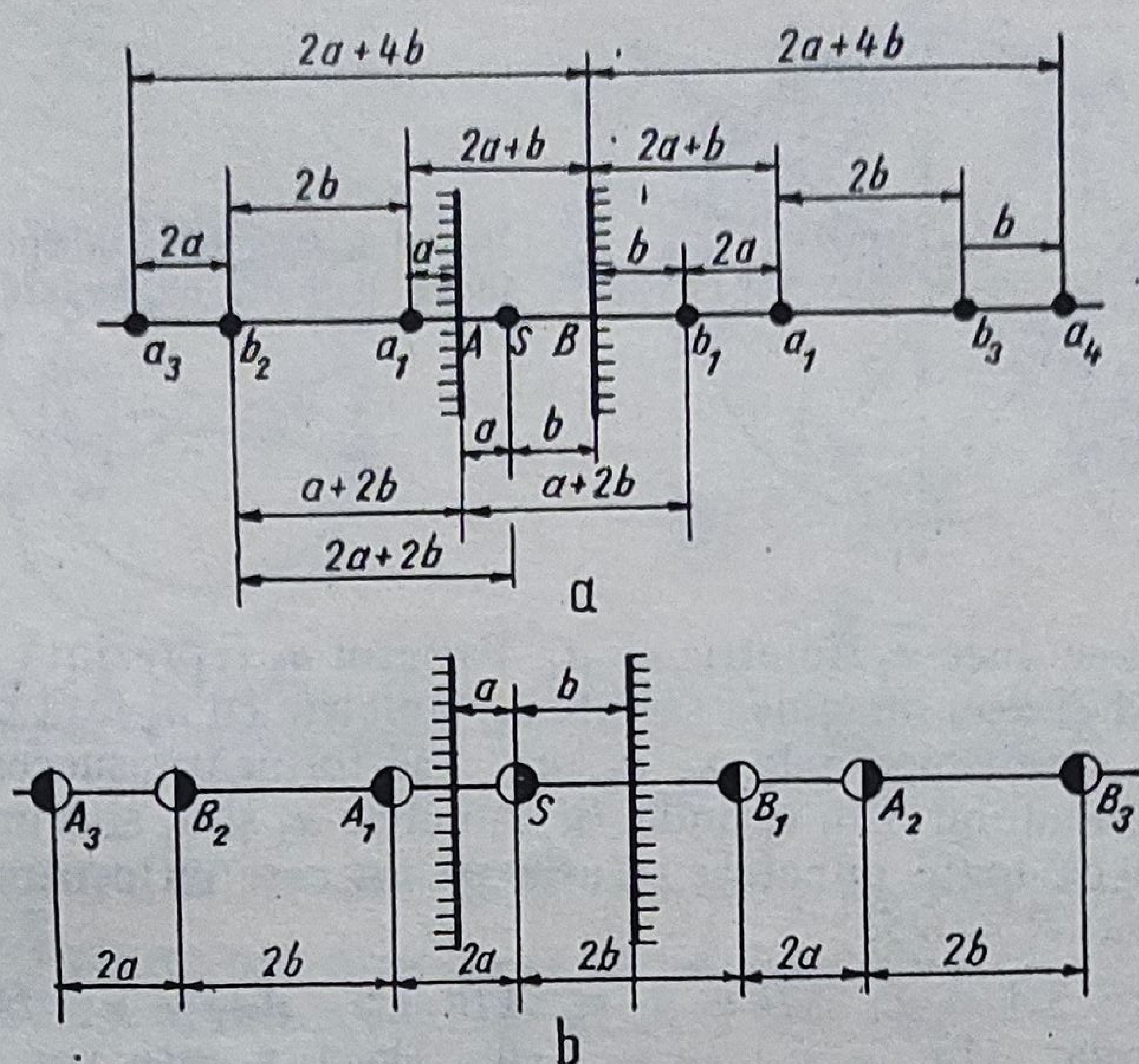



Fig. 4.2. Imagini multiple în două oglinzi plane și paralele.

### 4.1.2. Două oglinzi plane paralele

Fie o sursă punctiformă $S$ situată între două oglinzi plane și paralele, la distanțele $a$ și $b$, față de vîrfurile $A$ și respectiv $B$ (fig. 4.2, $a$). Se observă că se formează o serie de imagini succesive $a_1$, $a_2$, $a_3$ ... $b_1$, $b_2$, $b_3$ ... ale punctului $S$ în raport cu punctele $A$ și respectiv $B$. Imaginile impare sînt date de oglinda $A$, iar cele pare de oglinda $B$, după cum urmează:

$$Sa_1 = 2a;\ Sa_2 = SB + Ba_2 = b + 2a + b = 2a + 2b;\ \ Sa_3 = 4a + 2b;$$

$$Sa_4 = 4a + 4b;\ Sb_1 = 2b;\ Sb_2 = 2b + 2a;\ Sa_3 = 4b + 2a;$$

$$Sb_4 = 4b + 4a.$$

Se constată că imaginile impare sînt echidistante de $S$: $a_1\, b_2 = 2b$; $b_2\, a_3 = 2a$;

În fig. 4.2, $b$ se observă mai clar distanțele pînă la imagini și rotirea. Numărul imaginilor nu este nelimitat, deoarece apar pierderi de flux luminos prin reflexii repetate.

### 4.1.3. Două oglinzi plane coplanare și înclinate cu unghiul θ

În fig. 4.3 s-a reprezentat o sursă $S$ situată între două oglinzi plane care formează o pană cu unghiul $\theta$. Sursa se află la distanțele unghiulare $\alpha$ și $\beta$ față de oglinzile $A$ și respectiv $B$. Pentru a se determina imaginile sursei $S$ se procedează astfel:

Se execută imaginea $a_1$ în raport cu oglinda $A$, luînd simetricul punctului $S$ față de punctul $A$ (v. fig. 4.1). Imaginea $a_1$ reprezintă punct obiect pentru

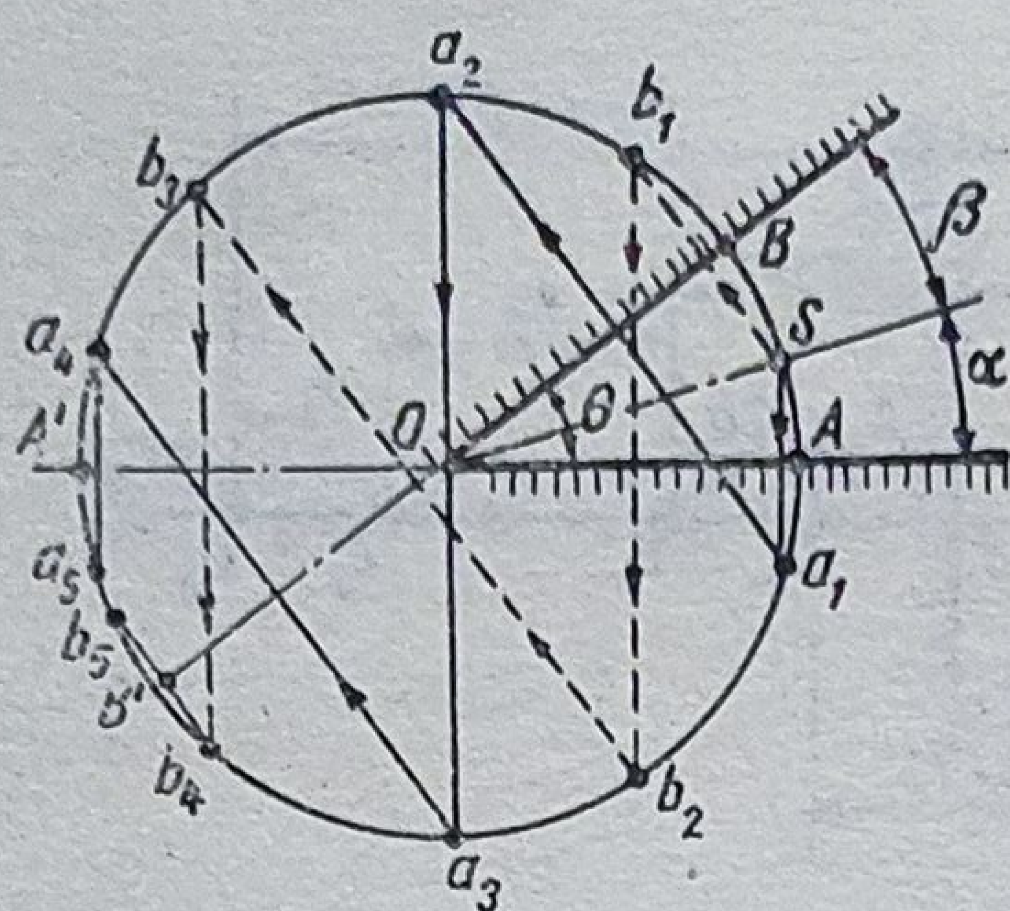


Fig. 4.3. Imagini multiple într-o oglindă unghiulară.

oglinda $B$ și deci se duce $a_2$ simetric cu $a_1$. Punctul $a_2$ reprezintă punct obiect față de oglinda $A$ și deci imaginea sa este $a_3$, simetric cu $a_2$ față de $A$.

După ce se găsesc punctele $a_1$, $a_2$, $a_3$ ..., se formează succesiv imaginile $b_1$, $b_2$, $b_3$, ... ale punctului $S$ în oglinda $B$. Punctele $a_5$ și $b_5$ sînt imagini finale.

Se constată că toate punctele se află pe un cerc cu centrul 0 în vîrful penei și cu raza $R = OS$.

Se notează: $\widehat{SA} = \alpha$; $\widehat{SB} = \beta$ și $\widehat{AB} = \theta$. $Aa_1 = \alpha$; $Ba_2 = \alpha + \theta$; Dacă $n$ este impar, $Aa_n = \alpha + (n-1)\,\theta$; Dacă $n$ este par, $Ba_n = \alpha + (n-1)\theta$. La fel se poate scrie $Bb_1 = \beta$; $Ab_2 = \beta + \theta$;

În general, dacă $p$ este impar, $Bb_p = \beta + (p-1)\,\theta$, iar dacă $p$ este par, $Ab_p = \beta + (p-1)\,\theta$, în care $a_n$ și $b_p$ sînt ultimile imagini din fiecare serie, cuprinse în unghiul opus unghiului $\theta$.

Se poate, așadar, scrie:

$$\begin{aligned} &\alpha + (n-1)\,\theta > \pi - \theta \text{ sau } \alpha + n\theta > \pi; \\ &\beta + (p-1)\,\theta > \pi - \theta \text{ și } \beta + p\theta > \pi. \end{aligned} \tag{4.1}$$

Cele mai mici valori care satisfac inecuațiile dau numărul total de imagini $n + p$ sau numărul de puncte luminoase $n + p + 1$ de pe periferia cercului.

Cînd $\theta$ se cuprinde de un număr întreg par $N = 2q$ în circumferința cercului se poate scrie: $2\,q\theta = 2\pi$ sau $q\theta = \pi$. Cu aceasta, inegalitățile precedente devin: $\alpha + n\theta > q\theta$ și $\beta + p\theta > q\theta$.

Cele mai mici numere întregi $n$ și $p$ care satisfac aceste condiții sînt $n = p = q$ (fig. 4.4).

Prin urmare, în cazul în care ultimele imagini $aq$ și $bq$ sînt confundate, numărul total de imagini este $2q - 1$ și numărul total de puncte luminoase, inclusiv $S$, este $N = 2q$. În fig. 4.5 s-a ales $\theta = 60°$ și $N = 6$ (inclusiv sursa).

#### 4.1.4. Orientarea razei reflectate în oglinda unghiulară

Dacă pe oglinda $A$ din fig. 4.6 cade o rază $R_A$, direcțiile razelor reflectate pe oglinzile $A$ și $B$ se stabilesc astfel:

— în vîrful O se trasează un cerc cu raza egală cu vectorii unitari normali la oglinzi în punctul O: $R = N_A = N_B$;

— se translatează raza $R_A$ pînă cînd aceasta trece prin O;

— din punctul de intersecție $E$ se duce dreapta $EE'$ paralelă și în sens contrar cu vectorul $N_A$; $\overrightarrow{E'O}$ reprezintă direcția și sensul razei reflectate $R'_A$ pe oglinda $A$;

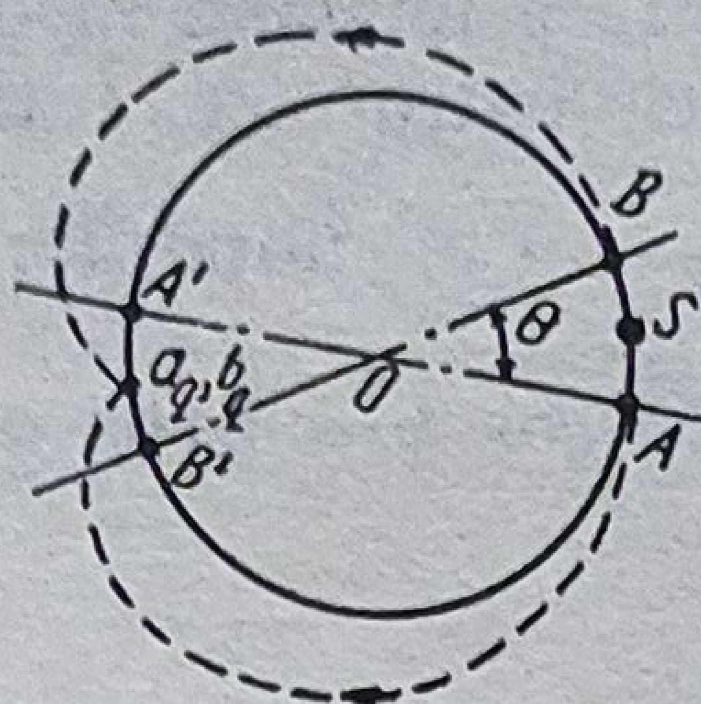



Fig. 4.4. Număr par de imagini în oglinda unghiulară.

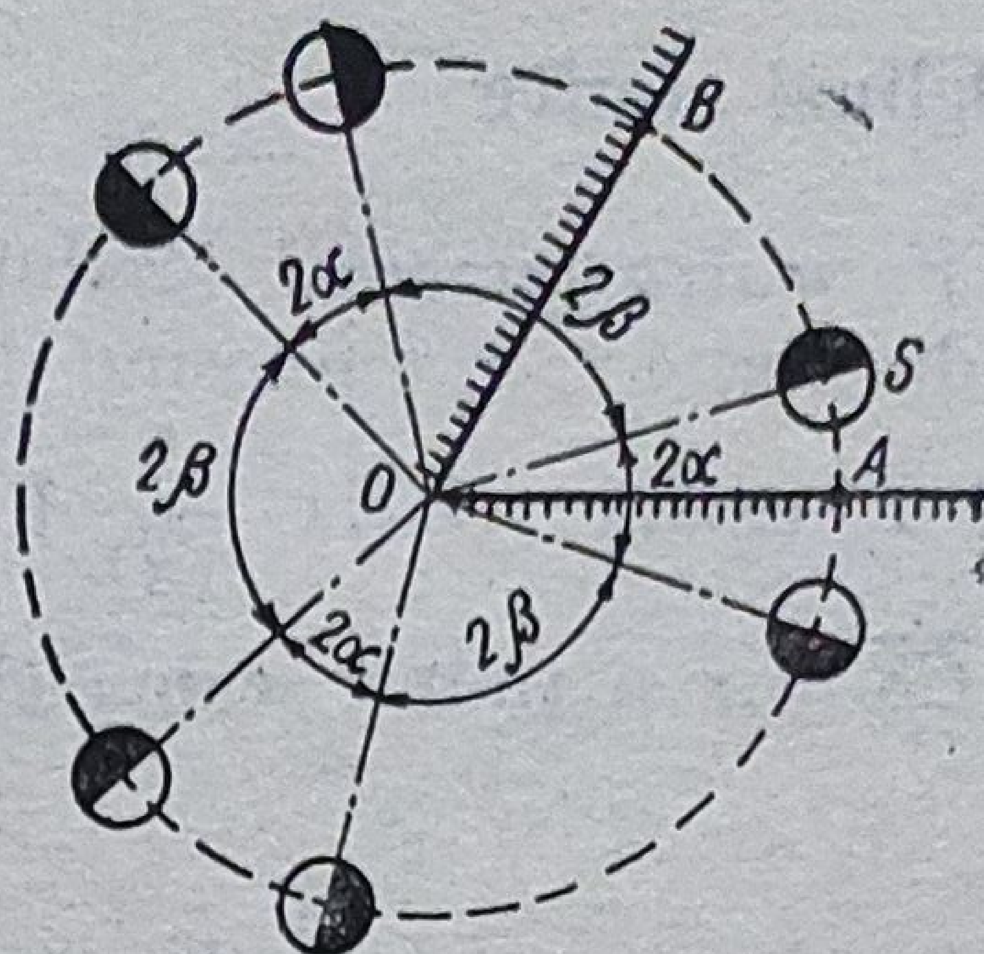



Fig. 4.5. Oglinda unghiulară cu $N = 6$ și $\theta = 60°$.

— din punctul $E'$ se duce $E'E''$ paralel și în sens contrar cu vectorul $N_B$; raza $\overrightarrow{E''O}$ reprezintă direcția și sensul razei $R'_B$ reflectată de oglinda $B$.

În fig. 4.7 s-a arătat modul de stabilire a razelor reflectate de un sistem alcătuit din trei oglinzi plane coplanare.

Cînd oglinzile nu sînt coplanare se aplică același procedeu într-o sferă unitară.

Fig. 4.8 arată reflexiile produse pe un sistem de oglinzi plane perpendiculare, care asigură o deviație constantă $D = 180°$.

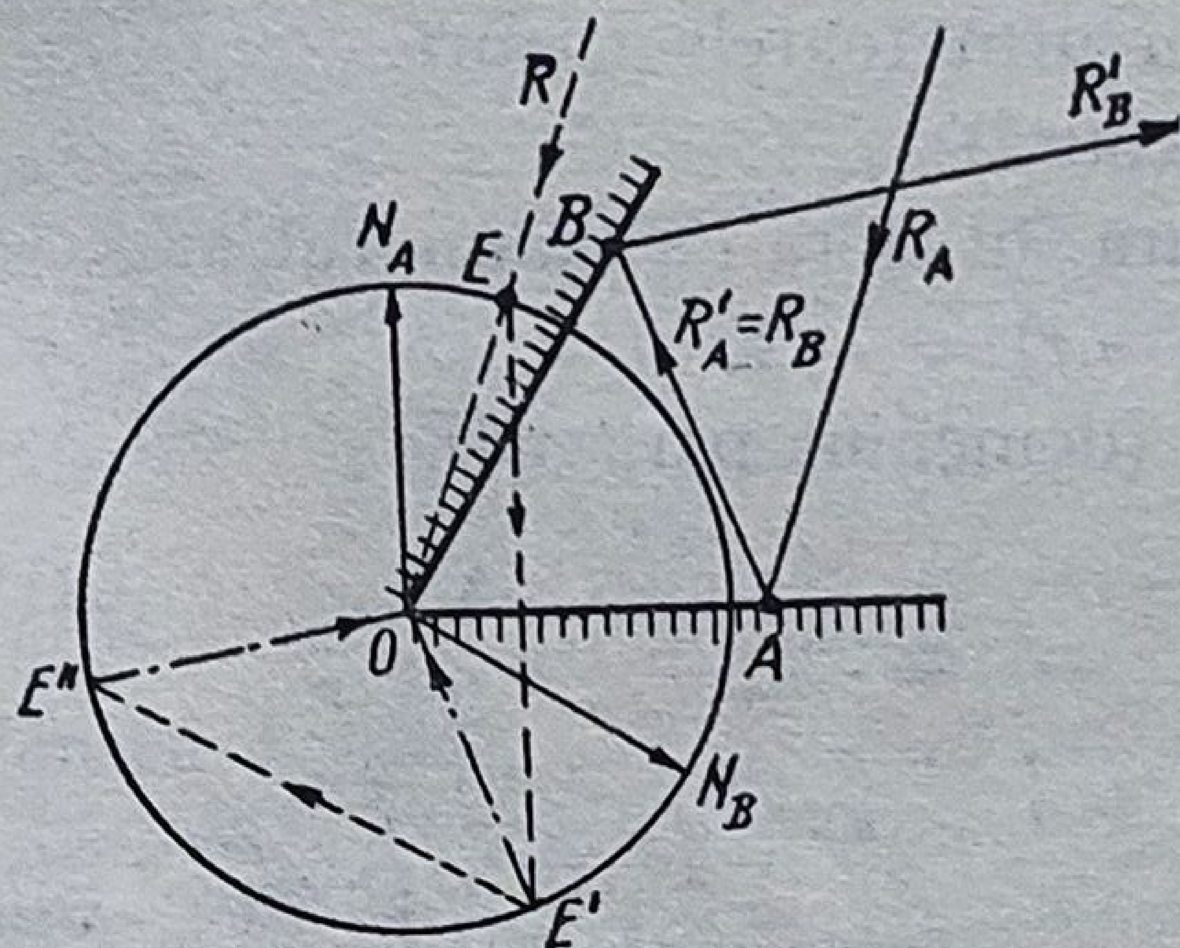
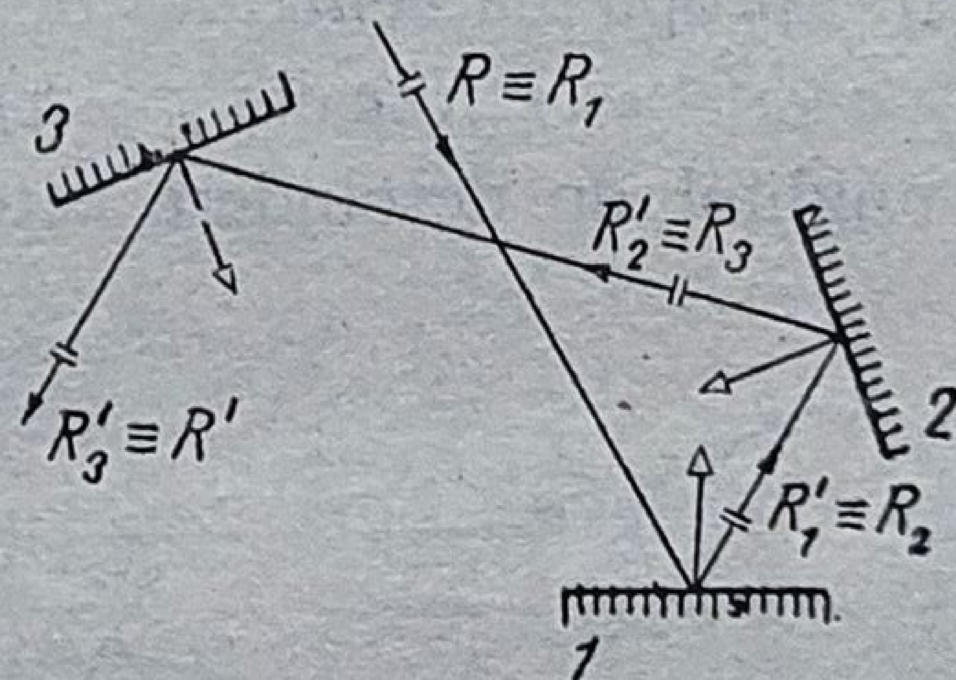



Fig. 4.6. Determinarea orientării razei reflectate de un sistem alcătuit din două oglinzi plane coplanare.



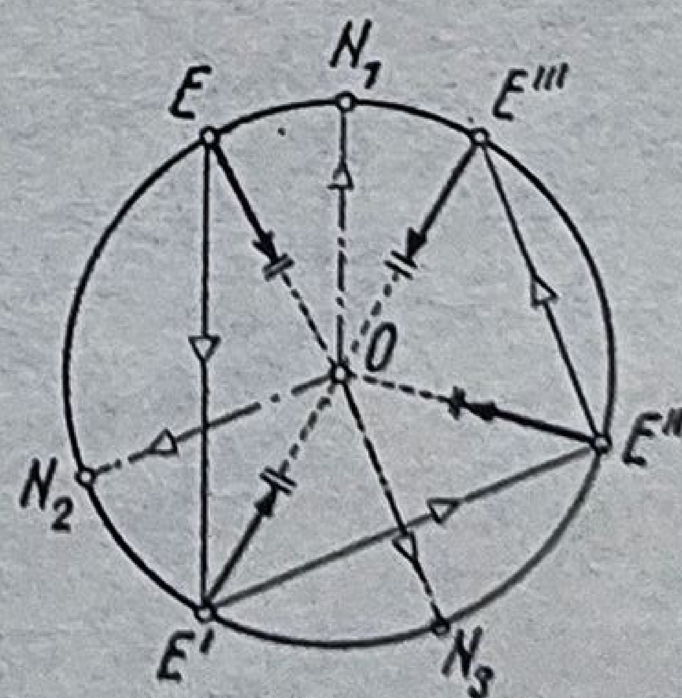




Fig. 4.7. Metoda reducerii la un punct în centrul cercului de rază unitară.

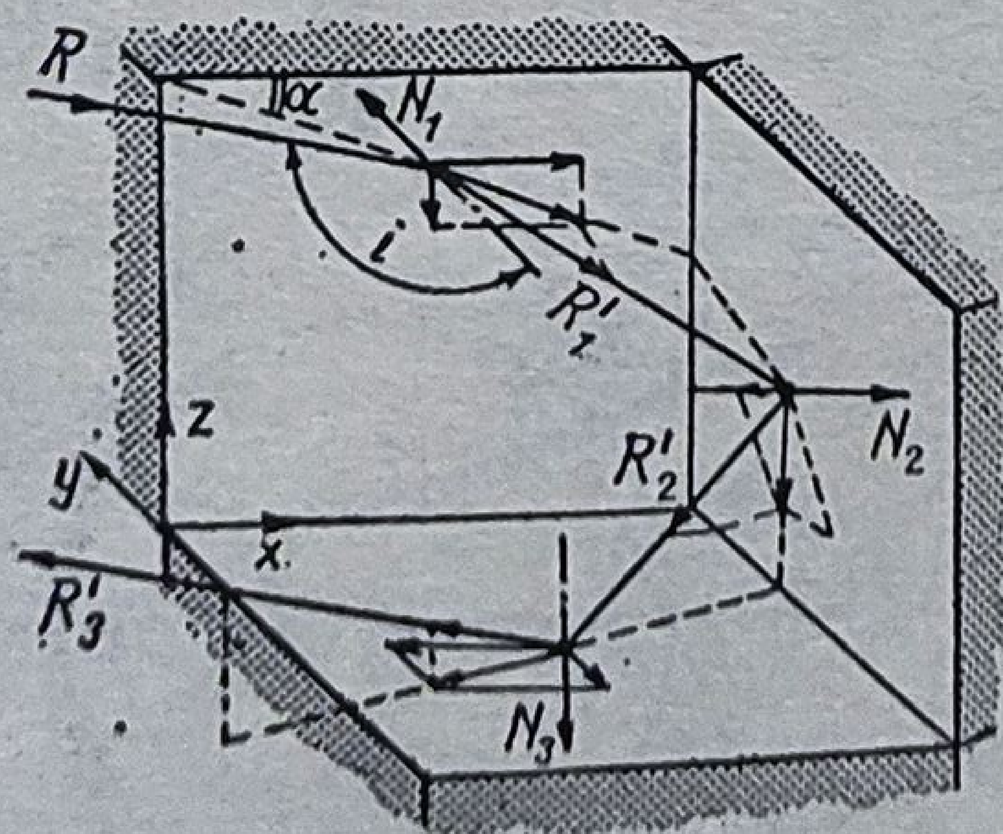



Fig. 4.8. Reflexia într-un sistem de oglinzi plane perpendiculare.

### 4.1.5. Oglinzi sferice

4.1.5.1. *Formarea imaginii.* Modul de formare a imaginii în oglinda sferică rezultă din fig. 4.9, *a*, *b* folosind două din cele patru raze. Între punctele $C$, $O$, $O'$ și $T$ există relația $\frac{1}{\overline{CO}}+\frac{1}{\overline{CO'}}=\frac{2}{\overline{CT}}$. Cu notațiile: $\overline{CO}=c$, $\overline{CO'}=c'$ și $\overline{CS}=r$ și ținînd seama că $\overline{CT}=\overline{CS}/\cos\varphi=r/\cos\varphi$, se poate scrie:

$$\frac{1}{c}+\frac{1}{c'}=\frac{2\cos\varphi}{r}, \tag{4.2}$$

relație care arată că oglinda sferică nu este stigmatică dar este acromatică.

Coeficientul lui Seidel pentru oglinzi sferice concave și $s=-\infty$ este $S=+0{,}25$ spre deosebire de lentile care au $S=+2{,}14.\,..+1{,}14$, pentru $n=1{,}5\ ...\ 1{,}8$.

Condiția sinusurilor este, de asemenea, satisfăcută bine de oglinzile sferice:

$$\frac{\tilde{f}'-f'}{f'}=\frac{1}{\cos\tilde{\varphi}}-1. \tag{4.3}$$

Pentru $P_i/f'=1/3{,}5$, $\mathrm{d}f'/f'=0{,}0025$.

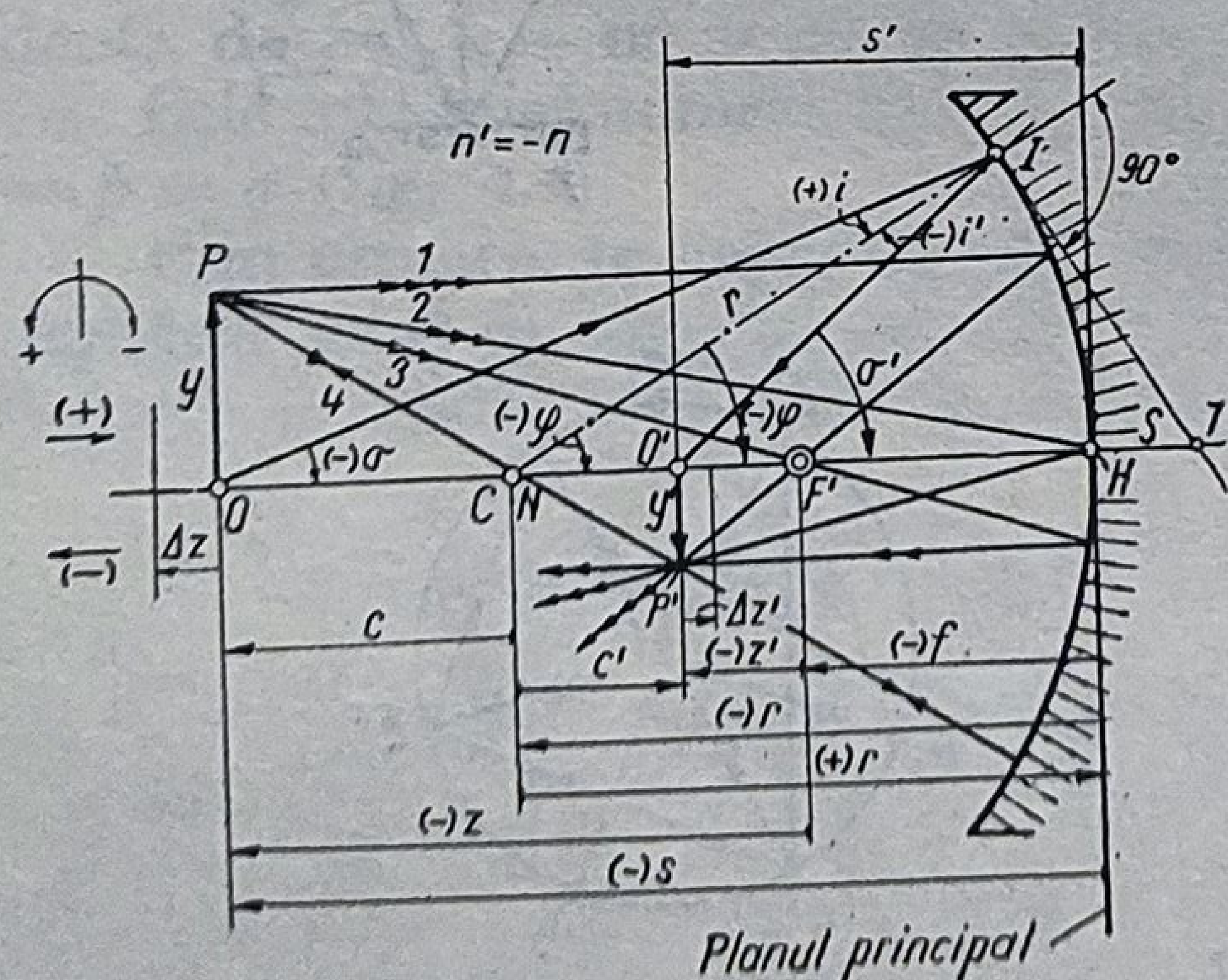
Oglinda sferică asigură stigmatismul în următoarele cazuri:

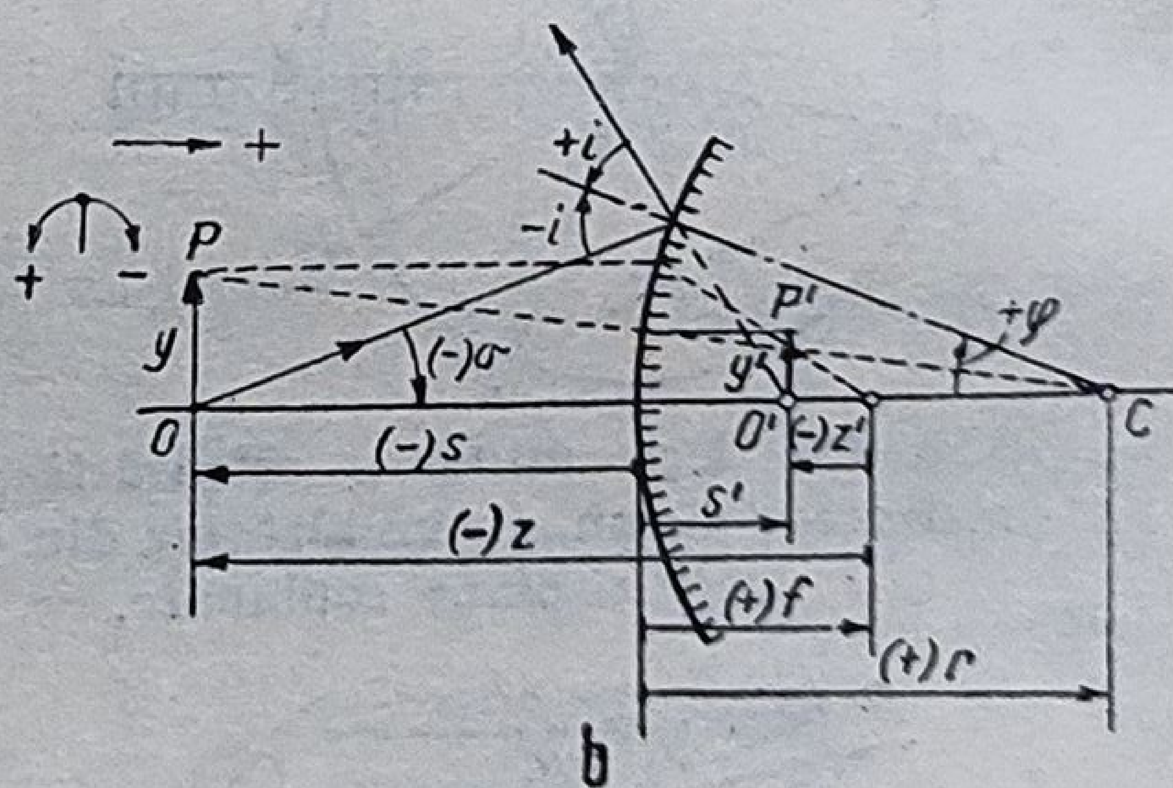
a) $c=0$, $c'=0$ (în centrul de curbură);

b) în apropierea centrului de curbură, în sfera cu diametrul $\varepsilon$:

$c+\varepsilon\rightarrow c'=r\varepsilon/(2\varepsilon\cos\varphi-r)\approx r\varepsilon/(-r)=-\varepsilon$.

c) unghiul de deschidere este mic (domeniul paraxial).



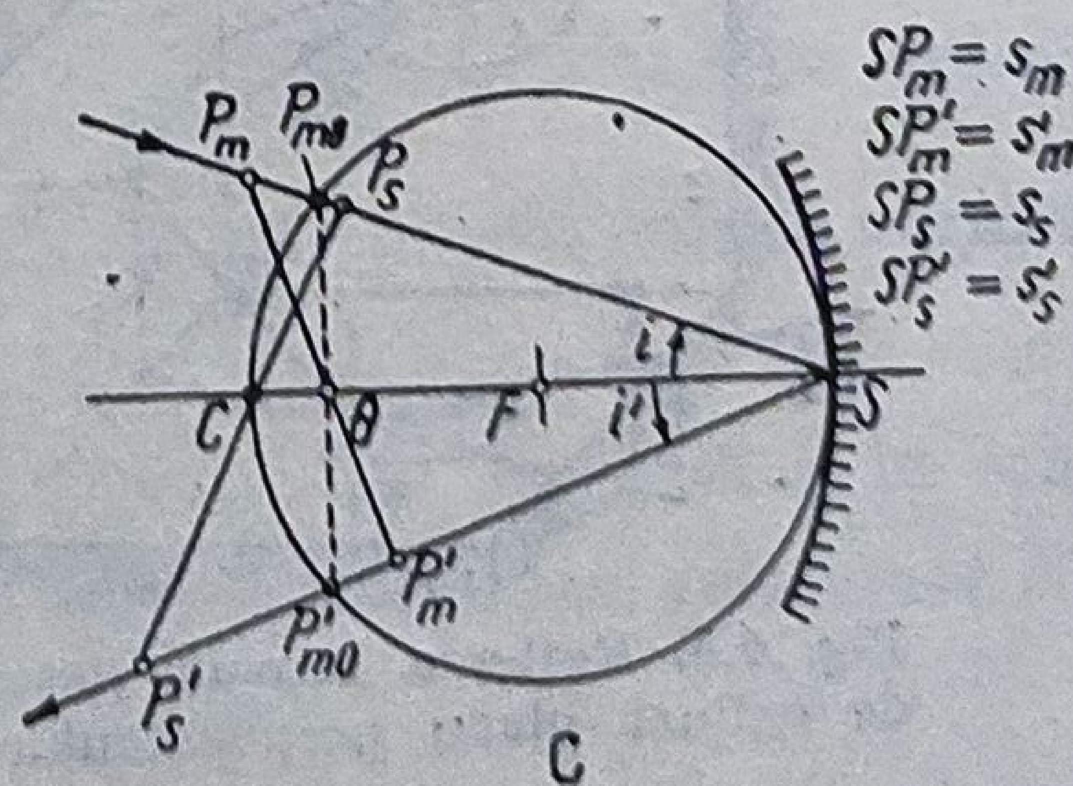




Fig. 4.9. Oglinda sferică:
*a* — concavă; *b* — convexă; *c* — centrele de perspectivă.

În acest caz sînt valabile următoarele relații:

$$f' = \bar{f} = r/2; \; \varphi' = 1/f' = 1/s' + 1/s = 2/r; \tag{4.4}$$

$$s = z + f'; \; s' = z' + f'; \; zz' = +f'^2;$$

$$\alpha' = -z'/z = -f'^2/z^2 = -z'^2/f'^2;$$

$$\beta' = y'/y = s'/s = -c'/c = f'/z = -z/f';$$

$$\alpha = -\beta'^2; \; \gamma = \sigma'/\sigma = z/f' = f'/z' = s/s';$$

$$\alpha = -1/\gamma'^2; \; \beta'\gamma' = -1; \; \sigma' = \sigma - 2i; \; \varphi = \sigma - i.$$

În fig. 4,9, *c* se arată că dacă unghiul de incidență $i$ este mare, există două centre de homografie: 1) centrul de homografie sagitală, situat totdeauna în centrul de curbură $C$ al oglinzii și 2) centrul de homografie meridiană (tangențială), situat în punctul $\theta$, care rezultă din intersecția axei optice $\overline{SC}$ cu dreapta $P_{mo}P'_{mo}$ ce unește punctele de intersecție ale razelor incidentă și reflectată cu cercul de rază $r/2 = f'$. Pentru cele două plane (meridian și sagital) pot fi scrise relațiile: $1/s'_m + 1/s_m = 2/r \cos i$; $1/s'_s + 1/s_s = 2 \cos i/r$; $f'_s = -r/2 \cos i$; $f'_m = -r \cos i/2$; $i' = -i$. Se observă că centrele de homografie se suprapun pentru unghiuri $i$ foarte mici.

Deschiderea relativă a oglinzii se limitează prin valoarea aberației de undă admisă pentru $H_{max}$. Admițînd $l = -\lambda/4$, rezultă $N_{lim} \approx f'/750\,\lambda$ sau, pentru $\lambda = 546$ nm, $N_{lim} \approx 2{,}5\, f'_{mm}$. Spre exemplu, se obține: $f'/N = 10/2{,}25 = 4{,}5$; $20/2{,}7 = 7{,}5$; $50/3{,}4 = 15$; $100/4 = 25$; $200/4{,}7 = 42$.

Dacă $2y' = H_{max} = P_i/2$, rezultă $2\sigma_p = \sqrt{(5 \cdot 10^8\lambda)f'}$ care, pentru $\lambda = 546$ nm, devine: $2\,\sigma_p = 23/\sqrt[4]{f'}$, adică:

$$f'/2\sigma_p = 10/13°; \; 20/10{,}8°; \; 50/8{,}6°; \; 100/7{,}3°; \; 200/6{,}1°.$$

Pentru pupile de intrare mai mari trebuie folosite suprafețe asferice, lame Schmidt ori meniscuri (Maxutov, Sleivogt ș.a.) în planul diafragmei de apertură (v. tabelul 3.2).

Se mai poate scrie: $\sin i/\sin \sigma = (r - s)/r$ și $\sin i'/\sin \sigma' = (r - s')/r$ sau, pentru domeniul paraxial, $-\sigma'/\sigma = (r - s)/(r - s')$. Pe de altă parte, $\sin \sigma = H/(s - s_H)$ și $\sin \sigma' = H/(s' - s_H)$. Ca urmare, $\gamma' = \sigma'/\sigma = s/s'$.

Elementele cardinale ale unei oglinzi sferice sînt: a) punctele principale $H$ și $H'$ se suprapun cu vîrful oglinzii; b) planele principale se suprapun cu tangenta la suprafață în vîrful $S$; c) punctele nodale $N$ și $N'$ sînt suprapuse cu centrul de curbură.

4.1.5.2. *În construcțiile grafice, devierile razelor trebuie să aibă loc în planul principal, ci nu pe suprafața curbă*, deoarece relațiile valabile aparțin domeniului paraxial; raza care trece prin punctul $N$, fiind normală, nu este deviată. Aceste observații sînt valabile și pentru oglinzile parabolice, eliptice și hiperbolice.

Într-o oglindă, obiectul și imaginea se deplasează în sensuri contrare. În planul nodal (planul centrului de curbură), care este și plan antinodal, imaginea nu este afectată de aberațiile de sfericitate. Dacă diafragma se mon-

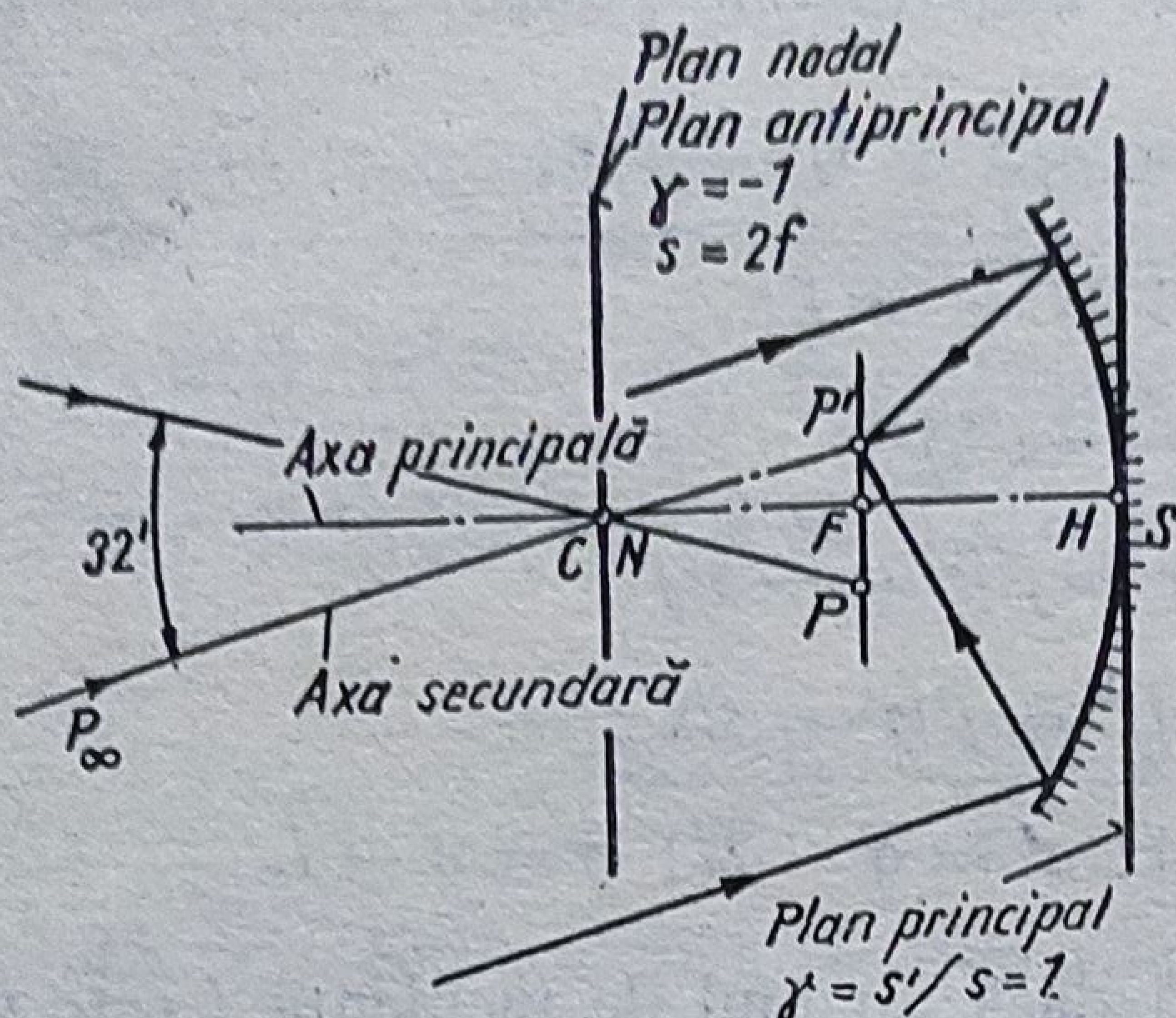



Fig. 4.10. Diametrul soarelui în oglinda sferică concavă.

tează în planul nodal, astigmatismul, coma și distorsiunea se anulează; rămîn doar aberația de sfericitate și curbura de cîmp. Pentru alte poziții ale diafragmei crește astigmatismul cu $\sigma^2$. Se poate scrie: $\Delta s'_m = y'^2/2R_m$ și $\Delta s'_s = y'^2/2\,R_S$; pentru ambele curburi de cîmp se poate scrie $3/R_S - 1/R_m = 2/R'$, unde $1/R'$ este „curbura de cîmp naturală".

În dispozitivele de iluminare, sursa de montează cu filamentul în planul centrului de curbură, dar puțin extraaxial, pentru ca imaginea filamentului să se formeze paralel și deplasat cu jumătate din pasul elicei, pentru omogenizarea sursei. Pentru alte poziții ale filamentului și pentru deschideri relative mari, apar aberațiile de sfericitate care pot fi compensate cu lame Schmidt sau meniscuri groase (Maksutov ș.a. — v. § 6.9.4).

Imaginea Soarelui în oglinda sferică concavă are diametrul $\overline{PP'} = \overline{CF}$ tg $32' = f'$ arc$32' = 0{,}009f'$. Pentru $f' = 1$ m rezultă $\overline{PP'} = 9$ mm (fig. 4.10). Practic se poate considera $\overline{PP'}_{mm} = f'_{mm}/100$.

### 4.1.6. Oglinzi parabolice

Oglinda parabolică (fig. 4.11, *a*) este stigmatică pentru un punct obiect situat la infinit pe axa optică sau în apropierea acesteia. Curba în planul meridian este definită de ecuația $y^2 = 2px$, cu focala $f' = p/2$. Pentru oglinzi concave $f' > 0$; pentru oglinzi convexe $f' < 0$. Planul principal coincide cu tangenta în vîrful parabolei $S$. Raza de curbură în vîrful $S$ este $r = 2f' = p = 2\,\overrightarrow{SF} = \overrightarrow{SC}$.

Pentru construcția grafică a imaginii se folosesc razele care trec prin $C$, $F$ și $S$ precum și raza paralelă cu axa optică (v. fig. 4.9, *a*).

Imaginea unui obiect $y$, situat între vîrful $S$ și focarul $F$ este mărită, virtuală și dreaptă. Obiectele situate între $F$ și $C$ au imagini reale, mărite, inversate și situate între $\infty$ și $C$. În punctul nodal $C$, imaginea este egală cu obiectul, inversată și reală.

Razele, care provin de la obiecte extraaxiale, fac unghiuri mari cu axa optică și sînt situate în plane oarecare (fig. 4.11, *b*); acestea nu se mai întîl-

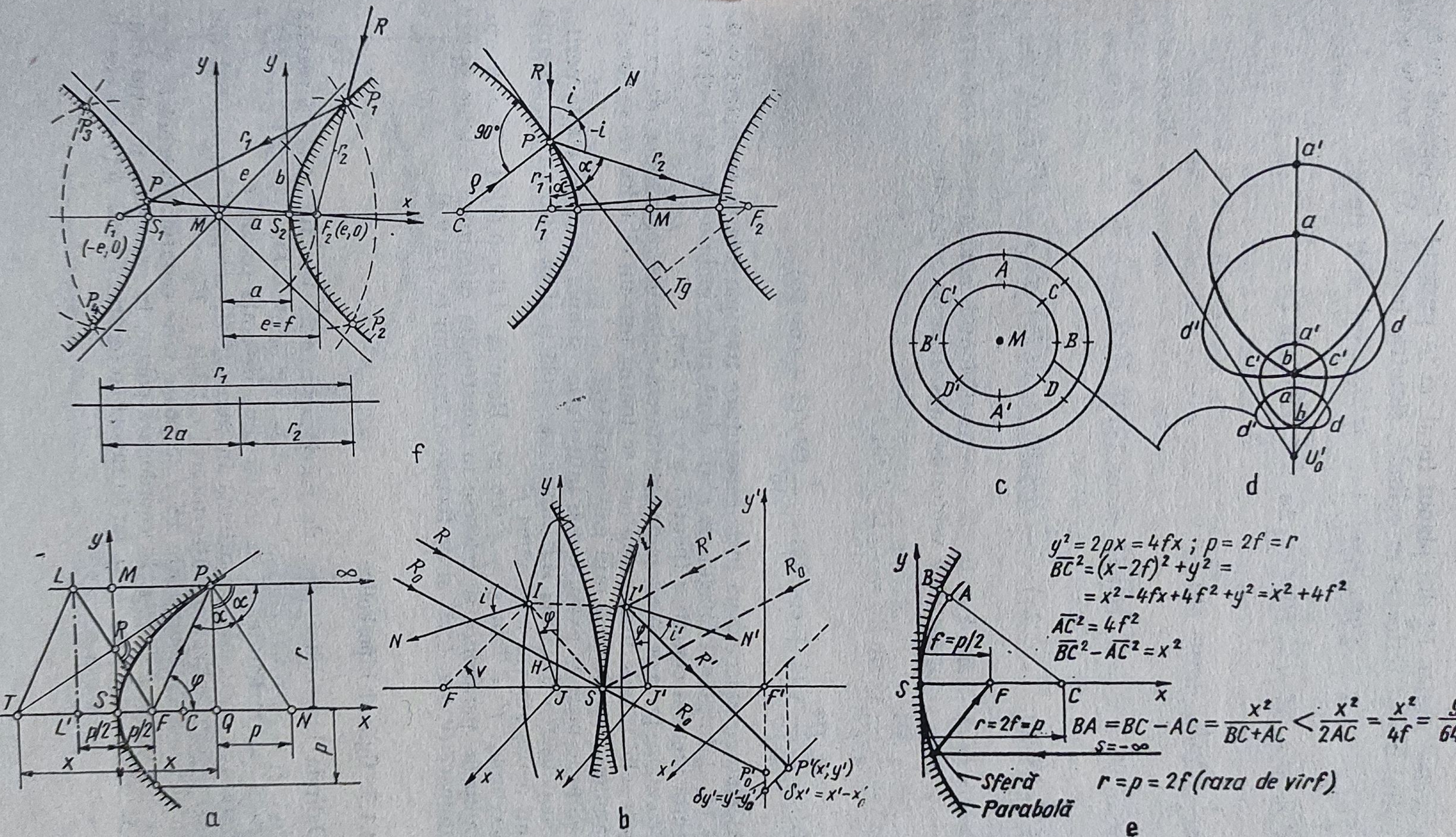



Fig. 4.11. Oglinda parabolică concavă:

*a* — schema de calcul; *b* — aberațiile; *c* — curbele aberației de coma; *e* — trecerea de la o sferă la parabolă; *f* — oglinda hiperbolică.

nesc în acelaşi punct $P'_0$ din planul focal, ci în punctul $P'$ (spaţiul imagine fiind spaţiul obiect reflectat în oglindă, simetric faţă de $S$). Se poate scrie:

$$\sphericalangle SFI = v; \; H = 2f' \operatorname{tg}(v/2); \; Y = H \cos \varphi; \; X = H \sin \varphi;$$

$$\delta x' = x' - x'_0 = \frac{1}{4} H^2 y'_0 \sin 2\varphi + \frac{1}{8} H^4 y'_0 \sin 2\varphi +$$

$$+ \frac{1}{4} H^3 y_0'^2 (1 + \cos 2\varphi) \sin \varphi;$$

$$\delta y' = y' - y'_0 = \frac{1}{4} H^2 y'_0 (2 + \cos 2\varphi) + H y_0'^2 \cos \varphi +$$

$$+ \frac{1}{8} H^4 y'_0 (1 + \cos 2\varphi) + \frac{1}{4} H^3 y_0'^2 (3 + \cos 2\varphi) \cos \varphi + H^2 y_0'^3 \cos^2 \varphi.$$

Pentru $s = -\infty$, $\xi = 0$, $h = 1$, coeficientul aberaţiei de coma este $B = +\varphi'^2/2$ şi componentele vectorului aberaţiei de coma sînt:

$$\delta x' = \frac{1}{4} \frac{H^2}{f'^2} y' \sin 2\varphi = \frac{1}{16} \Omega^2 y' \sin 2\varphi;$$

$$\delta y' = \frac{1}{4} \frac{H^2}{f'^2} y' (2 + \cos 2\varphi) = \frac{1}{16} \Omega^2 y' (2 + \cos 2\varphi).$$

Alegînd ca obiect două inele concentrice transparente pe un obiect opac (fig. 4.11, *c*), în planul imagine se obţin două curbe închise (fig. 4.11, *d*), care reprezintă imagini comatice (pentru $\varphi = 0 \ldots 2\pi$).

Se cunosc procede speciale de executare a oglinzilor parabolice, de exemplu prin solidificarea unei răşini care se toarnă într-un cilindru ce se roteşte cu o anumită turaţie sau prin galvanoplastie.

Oglinzile mari se execută mai întîi sferice şi apoi se ajustează la periferie prin polisarea distanţei $AB$ dintre parabolă şi sferă (fig. 4.11,*e*), distanţă care nu depăşeşte valoarea $y^4/64\, f^3$.

Exemplu: $f' = 7$ m şi $y = 0{,}6$ m. Rezultă $AB < 0{,}6^4/64 \cdot 7^3 = 6$ μm.

Oglinzile parabolice se folosesc în construcţia diferitelor sisteme optice de iluminare (v. fig. 6.11) şi de formarea imaginii (v. § 6.9.4).

### 4.1.7. Oglinzi hiperbolice

Oglinda hiperbolică este, de regulă, convexă. Din fig. 4.11, *f* rezultă relaţiile: $r_1 - r_2 = 2a$ sau $r_2 - r_1 = 2a$; $e^2 = a^2 + b^2$; $e = \overline{MF_1} = \overline{MF_2}$ reprezintă excentricitatea şi în acelaşi timp distanţa focală $f$.

O rază $R$ incidentă pe oglindă în punctul $P$, orientată spre unul din focare ($F_1$), este reflectată către focarul celălalt $t$, $F_2$.

În sistemul de coordonate $xS_2y$ se poate scrie ecuaţia hiperbolei: $y^2 = 2px + px^2/a$ şi $p = b^2/a$. În coordonate polare, în raport cu punctul mijlociu $M$: $r^2 = b^2/(\varepsilon^2 \cos\varphi - 1)$, iar în raport cu focarul $F$: $r = p/(1 + \varepsilon \cos \varphi)$, unde $\varepsilon > 1$ şi $\cos \varphi_1 = -a/e$.

### 4.1.8. Oglinzi eliptice

În fig. 4.12, *a* este reprezentată o oglindă eliptică, cu elementele sale definitorii: $y^2 = 2px - px^2/a$; parametrul $p = b^2/a$; semiaxa mare $a$; semiaxa mică $b$; $e^2 = a^2 - b^2$; excentricitatea numerică $\varepsilon = e/a$; raza în vîrfurile $A_1$ și $A_2$ este $r_A = b^2/a$, raza în punctele $B_1$ și $B_2$ este $r_B = a^2/b$. Cu aceeași distanță $e$ se poate trasa o familie de elipse paralele, cu aceleași focare, dar cu parametri $a$ și $b$ modificați (elipse confocale).

Oglinda este stigmatică pentru punctele focare conjugate $F_1$ și $F_2$. Distanța focală a oglinzii *nu* este mărimea $a - e = AF_1$. Pentru construcția imaginii furnizate de oglindă se aplică relațiile din domeniul paraxial. Astfel, se consideră axa $A_1y$, tangentă în vîrful $A_1$ al elipsei ca plan principal, pînă la care se duc razele care servesc la construcția grafică a imaginii. Se trasează cercul tangent la elipsă în punctul $A_1$, cu raza $r_A = b^2/a$ și cu centrul în $C_1$ pe axa optică. Acest punct este punctul nodal $N$. În zona punctului $A_1$ oglinda eliptică se asimilează cu oglinda sferică de rază $r_A$, pentru care sînt valabile relațiile de la oglinzile sferice. Ca urmare, distanța focală paraxială a oglinzii eliptice este $f_A = r_A/2 = \overrightarrow{A_1F_A}$.

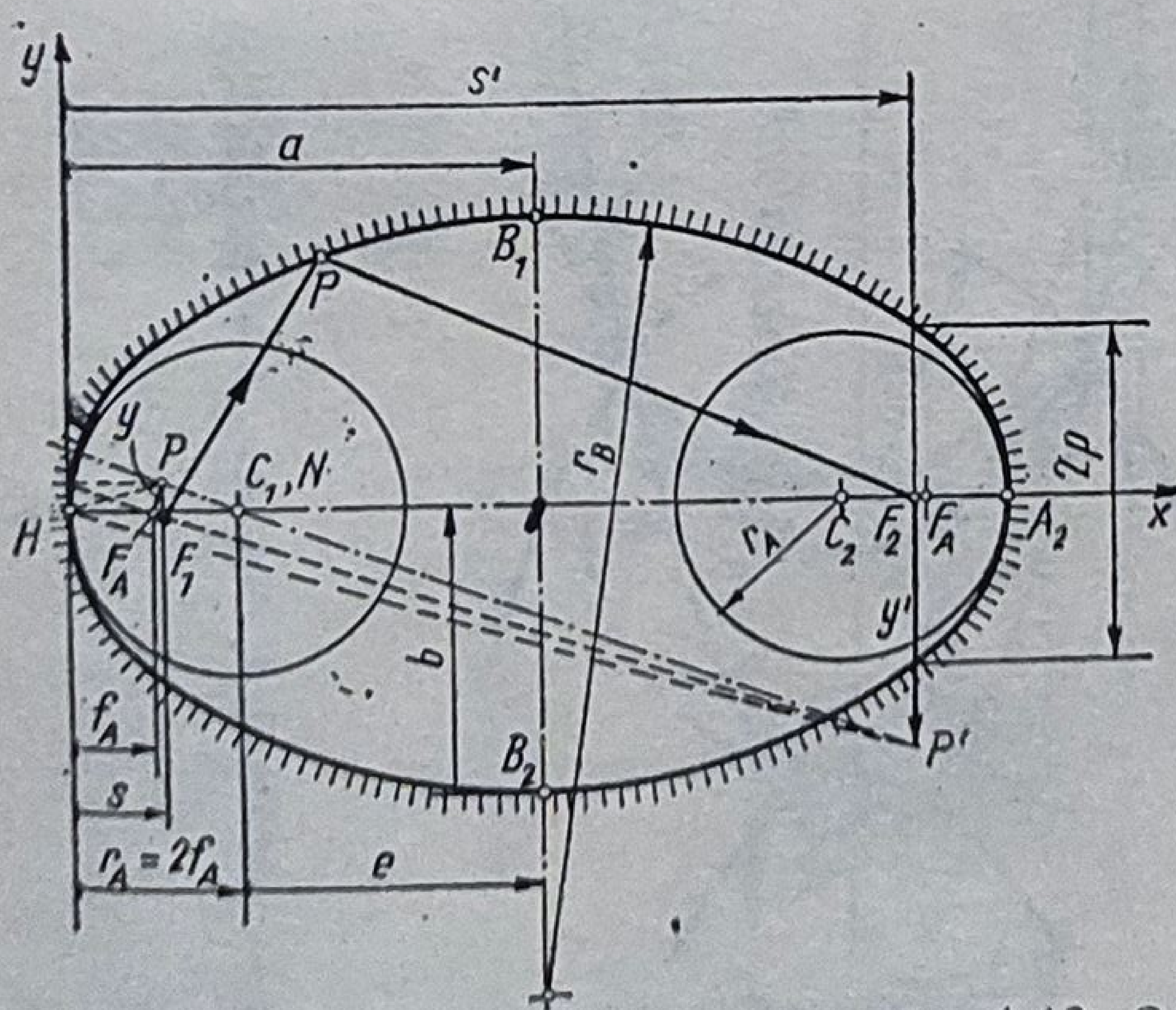
Se observă că obiectul $y$, fiind situat în focarul $F_1$, se află după focarul $F_A$; distanța $s = \overrightarrow{A_1F_1} > f_A$. Aplicînd formula $\frac{1}{s'} + \frac{1}{s} = \frac{1}{f} = \frac{2}{r_A}$ se verifică abscisele.

Exemplu: $a = 50$; $b = 30$; $e = 40$; $p = b^2/a = 18$; $r_A = p = 18$; $f'_A = r_A/2 = 9$; $s = a - e = 10$.

Rezultă $s' = 90$; $\beta' = s'/s = 9$. Pentru $y = 3$ mm se obține $y' = \beta' y = 27$. Se poate observa că imaginea se formează în focarul $F_2$, este reală, inversată și mărită.

În punctul nodal $N$ (centrul $C_1$), imaginea este reală, egală cu obiectul și inversată.

Dacă suprafața utilă este $\overline{AP}$ și obiectul este situat în $F_2$, imaginea reală din focarul $F_1$ este mai mică decît obiectul. De regulă, obiectul este o sursă luminoasă situată în focarul $F_1$, la distanța $s_1 > f_A$.



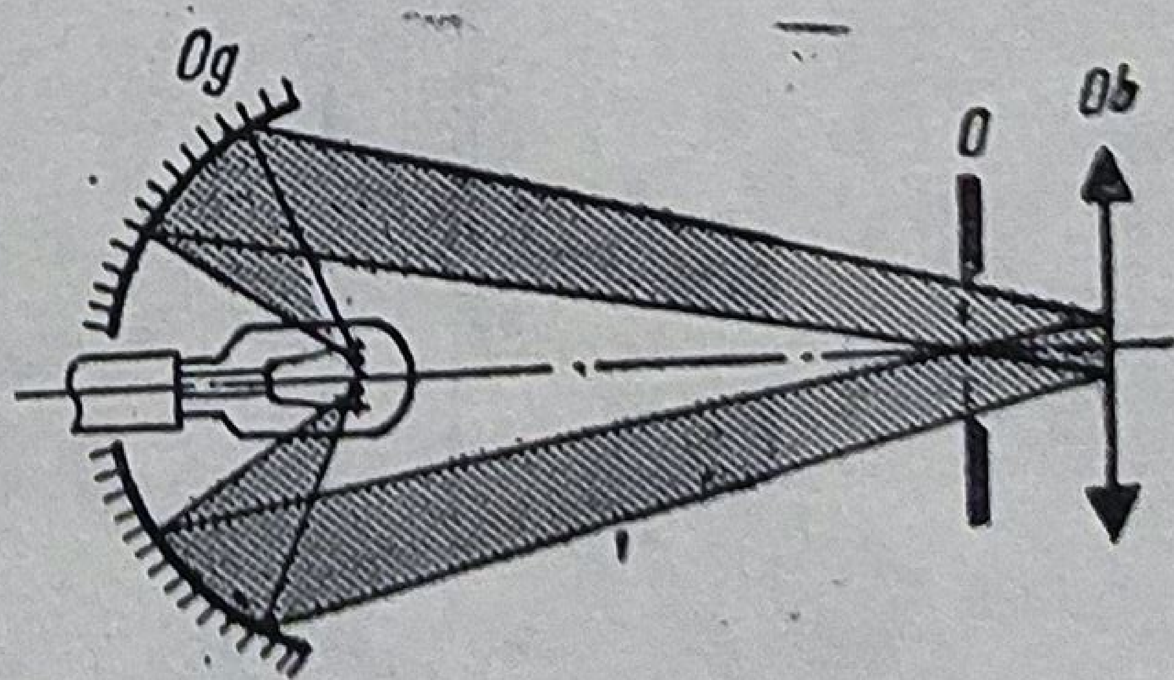




Fig. 4.12. Oglinda eliptică:
*a* — construcția și funcționarea; *b* — umbrirea în imagine.

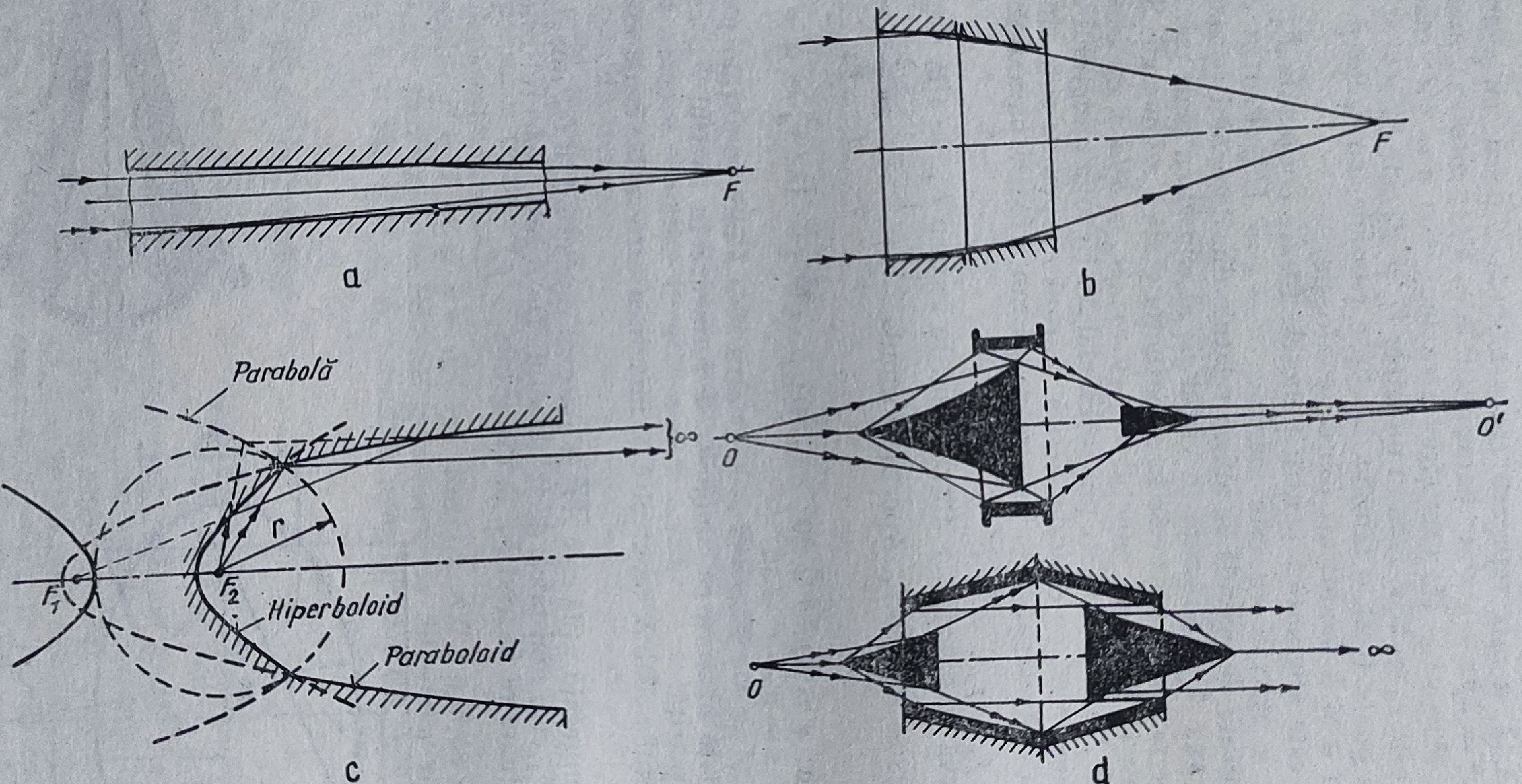



Fig. 4.13. Oglinzi pentru radiații Röntgen:
*a* — parabolică din Al; *b* — parabolică din tronsoane; *c* — parabolică și hiperbolică; *d* — cu oglinzi interne și externe.

Cînd oglinda este utilizată ca condensor (fig. 4.12, *b*) apare o umbrire în planul imagine, deoarece sursa se află situată în calea fasciculului. În acest caz obiectul de iluminat trebuie situat în planul în care fereastra este umplută complet (fig. 4.12, *b*). O iluminare uniformă a obiectului se obține cu două rastere (v. § 6.6.6).

O soluție constructivă care elimină acest neajuns este reprezentată în fig. 6.17.

### 4.1.9. Oglinzi cilindrice

O oglindă cilindrică reprezintă suprafața unui cilindru cu diametrul $2r$. Secțiunea normală pe axă reprezintă secțiunea meridiană cu focala $f' = r/2$. În secțiunea axială focala este infinită.

Lentilele cilindrice pot fi combinate cu cele parabolice și eliptice, obținîndu-se lentile sfero-cilindrice și cilindro-parabolice.

### 4.1.10. Oglinzi torice

O oglindă torică se caracterizează prin două curburi în plane perpendiculare și deci două distanțe focale $f' = r_1/2$ și $f' = r_2/2$.

### 4.1.11. Oglinzi pentru radiații Röentgen

Radiațiile Röentgen se reflectă numai sub unghiuri de incidență foarte mari, așa cum se observă în fig. 4.13, *a*, *b*, *c*, *d*.

### 4.1.12. Oglinzi conice

Pentru expandarea și concentrarea fasciculelor de radiații pot fi utilizate sisteme alcătuite din conuri reflectante interior și exterior (fig. 4.14). Calculul acestora nu prezintă dificultăți.

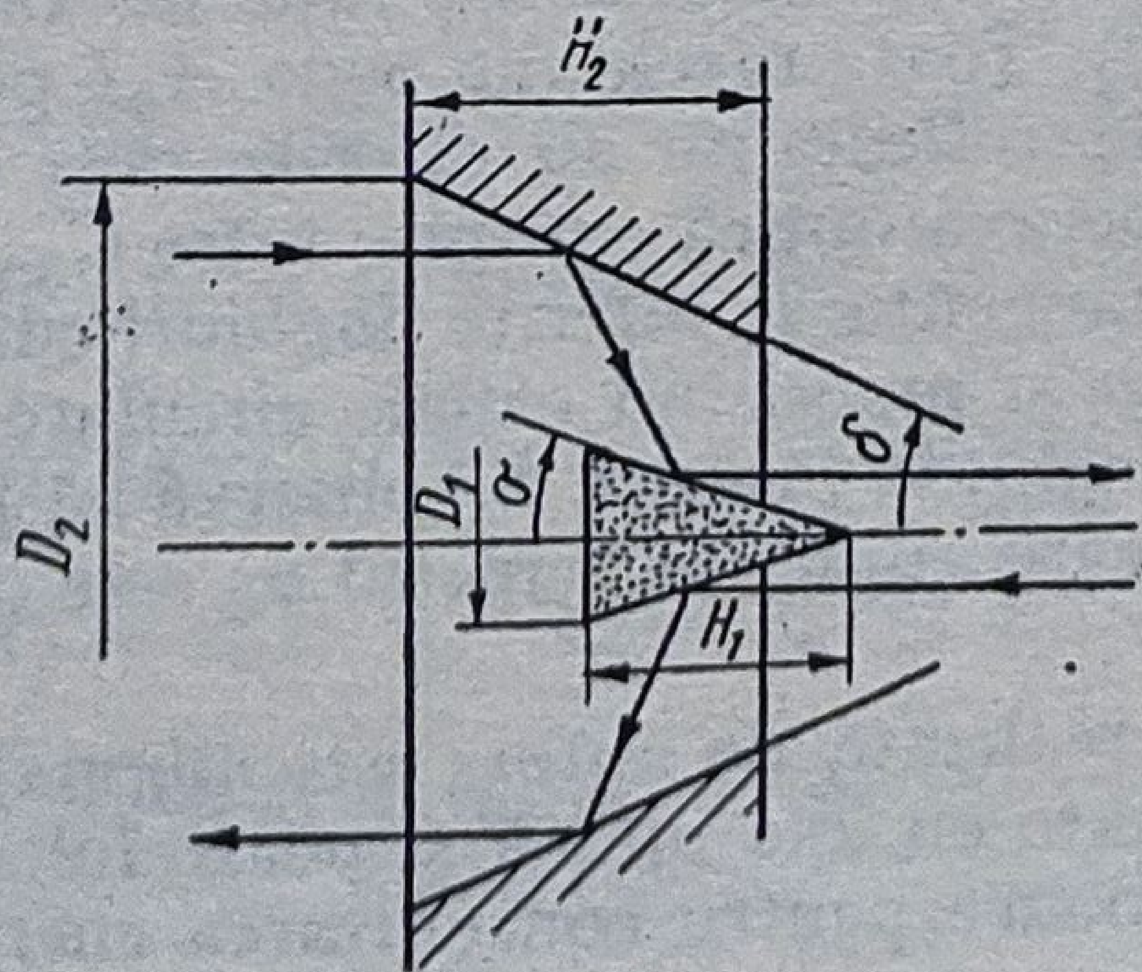



Fig. 4.14. Sistem alcătuit din conuri reflectoare interioare și exterioare.

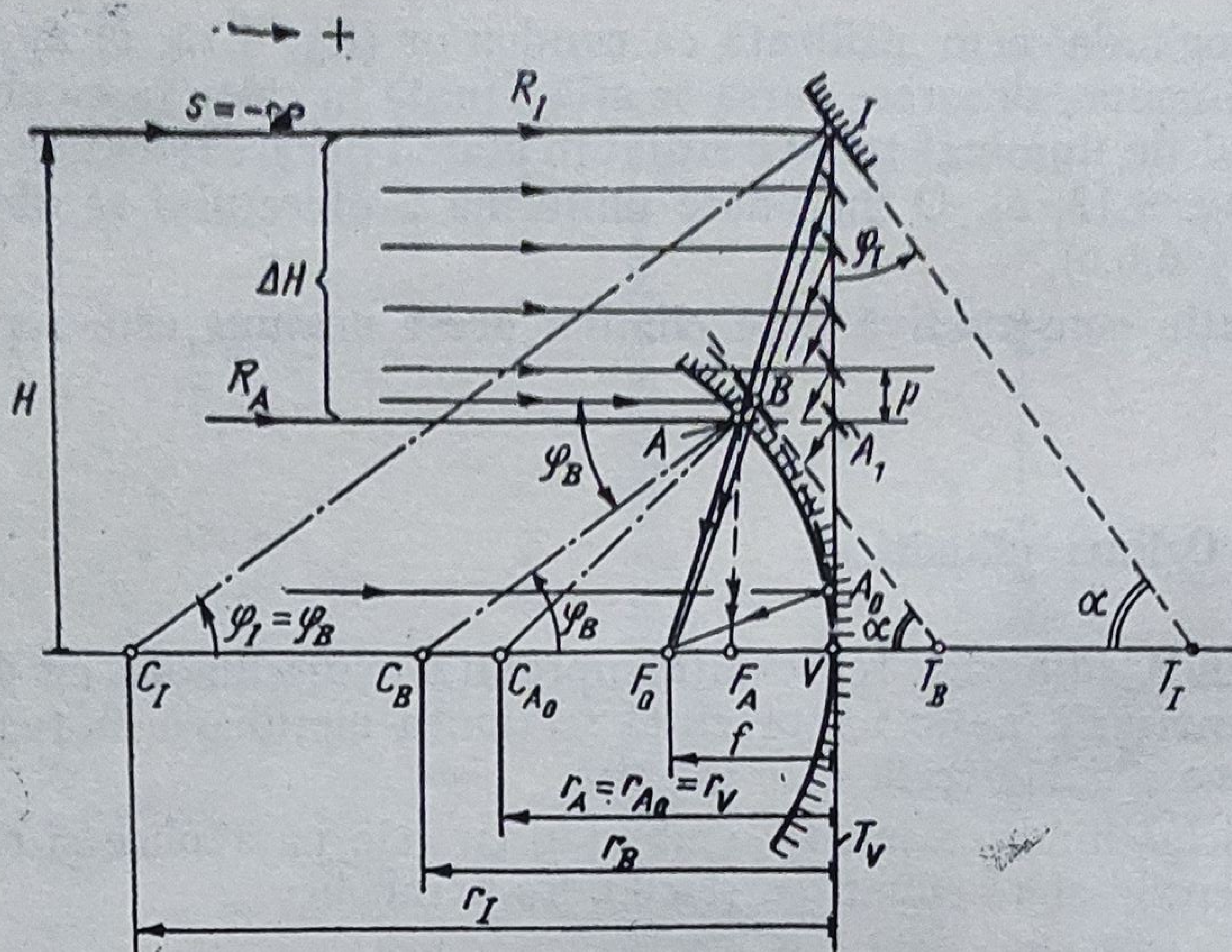


Fig. 4.15. Trecerea de la oglinda sferică la oglinda Fresnel.

### 4.1.13. Oglinzi Fresnel

Oglinzile Fresnel prezintă avantajul că pot fi corectate complect de aberațiile de sfericitate, sînt ușoare, pot fi realizate prin procedee de mare productivitate și deci sînt ieftine.

În fig. 4.15 se observă că oglinda sferică cu raza $r_A$ formează imaginea unui punct, situat la infinit, în focarul său $F_0$, numai cu razele situate în zona paraxială $VA_0$. Raza $R_A$, care ajunge în punctul $A$, este reflectată în $F_A$, datorită faptului că oglinda prezintă aberație sferică. Pentru ca și această rază să fie reflectată în $F_0$ este necesar ca reflexia să aibă loc în punctul $B$ pe o suprafață cu raza $r_B$, adică este necesar ca oglinda sferică să fie deformată cu mărimea $AB$, avînd în $B$ tangenta $\overline{BT_B}$.

Această corecție nu poate fi realizată decît cu costuri considerabile. Dacă însă se prelungește raza $F_0A$ pînă în punctul $I$ de intersecție cu tangenta $T_v$, în vîrful oglinzii, se observă că, pentru același unghi $\sigma'$, raza $R_I$, paralelă cu axa optică, se reflectă în $I$ prin focarul $F_0$, dacă elementul de suprafață reflectantă este înclinat cu unghiul $\varphi_I$ față de tangenta $T_v$. Această suprafață are normala în $C_I$. Toate razele din zona $A_0I$ pot fi reflectate în focarul $F_0$ dacă suprafețele reflectante au diferite raze de curbură cuprinse între $r_A$ și $r_I$, cu centrele pe axa optică cuprinse între $C_{A0}$ și $C_I$, adică dacă suprafețele reflectante fac cu tangenta $T_v$ diferite unghiuri cuprinse între $\varphi_{A0}$ și $\varphi_I$. Alegînd un anumit pas $p$ și practicînd canale circulare sau liniare sub diferite unghiuri $\varphi$ se obține o oglindă Fresnel. Se observă că pentru același unghi $\sigma'$ cantitatea de energie care ajunge în punctul $\varphi_0$ este considerabil mai mare, crescînd cu $H^2$.

Oglinda Fresnel, concepută și realizată de autor, este stigmatică pentru fasciculele paralele sau puțin înclinate cu axa optică și poate înlocui în mod extrem de avantajos oglinzile parabolice pentru concentrarea energiei solare.

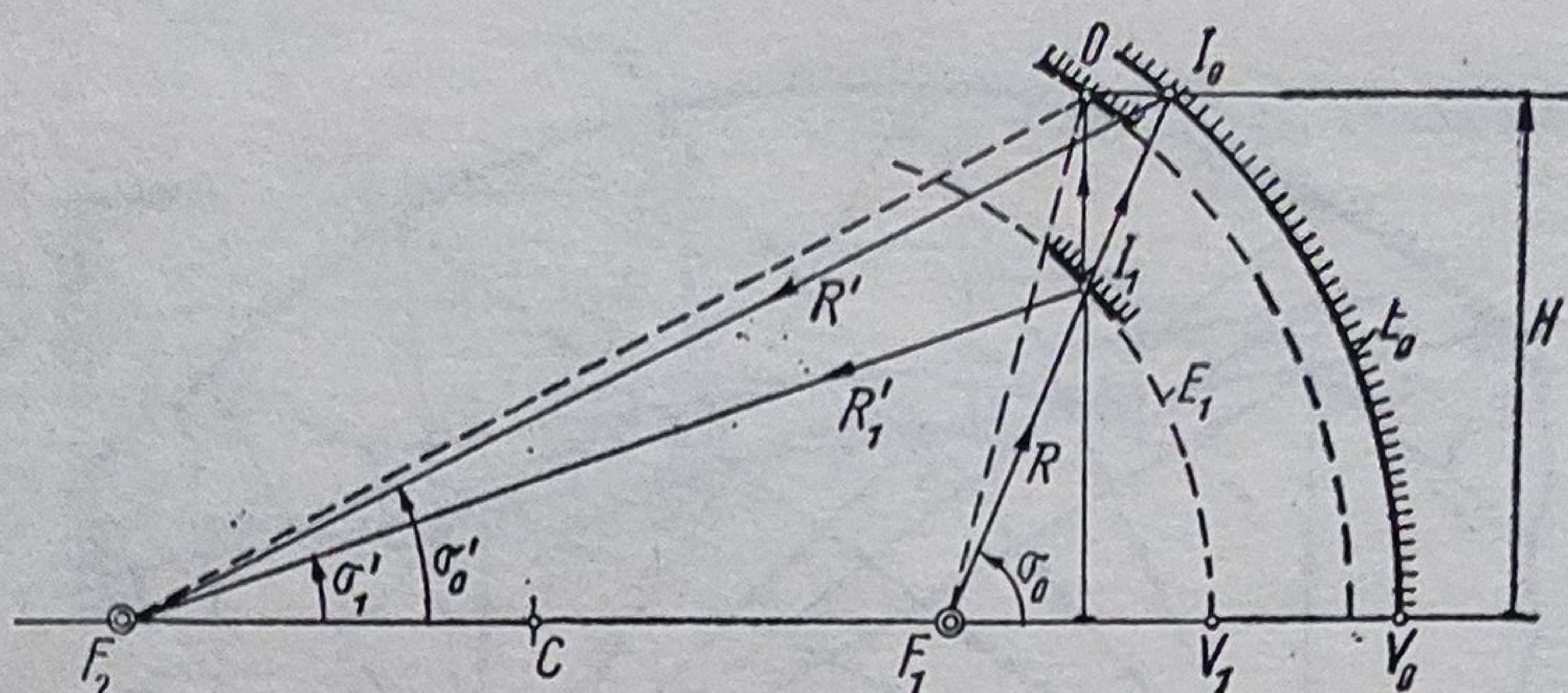



Fig. 4.16. Oglinda Fresnel ca ansamblu de oglinzi eliptice confocale.

Raza $R_A$ mai poate fi reflectată prin focarul $F_0$ dacă elementul de suprafață $A_1$ (proiecția punctului $A$ pe tangenta $T_v$) este înclinat cu un unghi potrivit $\varphi_A$. Aceste unghiuri corespund tangentelor duse prin punctele $A_i$ la o familie de parabole cu același focar $F_0$ (oglinzi confocale).

În fig. 4.16 este reprezentat modul de realizare a unei oglinzi Fresnel echivalentă cu oglinda elipsoidală. Fiecare element reflectant al Oglinzii Fresnel este un element al tangentei la o elipsă cu aceleași focare $F_1$ și $F_2$ dar cu altă excentricitate. Așadar, profilul Fresnel corespunde unei familii de elipse cu aceleași focare dar cu alte semiaxe $a$ și $b$. Se constată că pentru același unghi de deschidere $\sigma_0$ oglinda Fresnel are un diametru mai mic, corespunzător unei elipse $E_1$ cu $a_1 < a_0$ și unghiurile de incidență cu focarul $F_2$ sînt mult mai mici, fapt ce prezintă un avantaj considerabil în cazul în care oglinda joacă rol de condensor.

De mare utilitate s-a dovedit oglinda Fresnel oblică, concepută de autor, (fig. 4.17, *a*) care reduce gabaritul, realizează unghiuri de incidență mici în focarul $F_2$, la unghiuri de deschidere mari în focarul $F_1$. Oglinzi de acest fel metalice, cu canale liniare și unghiuri $\varphi$ cu semne diferite, corespunzătoare semnelor tangentelor la elipse cu diferite semiaxe, a realizat autorul, pentru iluminarea fantelor cu lungimi mari, sub unghiuri de inicidență $i_2$ mici (v. fig. 6.23).

Parametrii profilului unei astfel de oglinzi pot fi stabiliți cu ajutorul următoarelor relații deduse din fig. 4.17, *b*.

$$\operatorname{tg} \alpha = b/H\,;\ \operatorname{tg} \sigma = (h - k_j p \cos \alpha)/(s + k_j p \sin \alpha)\,;$$

$$A_j = (s' - k_j p \cos \alpha)/(a + k_j p \sin \alpha)\,;$$

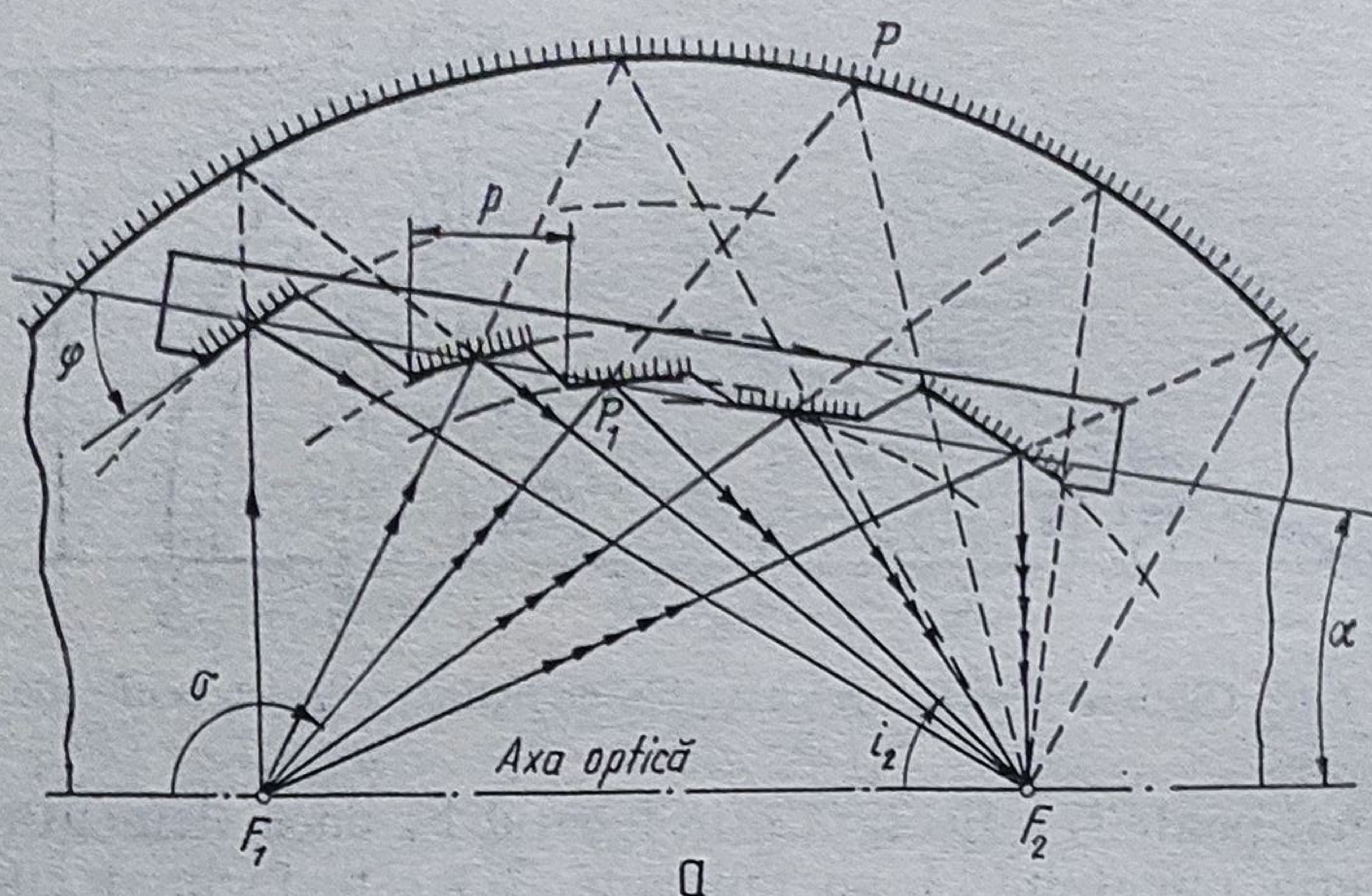
$$\operatorname{tg} 2\,i = (A_j - \operatorname{tg} \sigma_j)/(1 + A_j \operatorname{tg} \sigma_j)\,;\ \operatorname{tg} \beta_j = (A_j - \operatorname{tg} i_j)/(1 +$$

$$+ A_j \operatorname{tg} i_j)\,;\ \varphi_j = \beta_j - \alpha\,;\ \gamma_{j+1} = i_{j+1} + \varphi_{j+1}\,;\ T_j = p \operatorname{tg} \varphi_j/(1 +$$

$$+ \operatorname{tg} \varphi_j \cdot \operatorname{tg} \gamma_{i+1})\,;\ \delta = \gamma_{j+1} - \varphi_j = \sphericalangle A_1 B_1 A_2\,;\ \varepsilon = 90° + \delta_j\,;\ p =$$

$$= A_1 A_2 = x_1 + x_2\,;\ x_1 = A_1 B_1''\,;\ x_2 = B_1'' A_2.$$

Datele inițiale sînt: $a,\ b,\ h,\ H_{max},\ s,\ s'\,;\ k = 0,\ 1,\ 2, \ldots, (kp)_{max} = = H/\cos \alpha$.



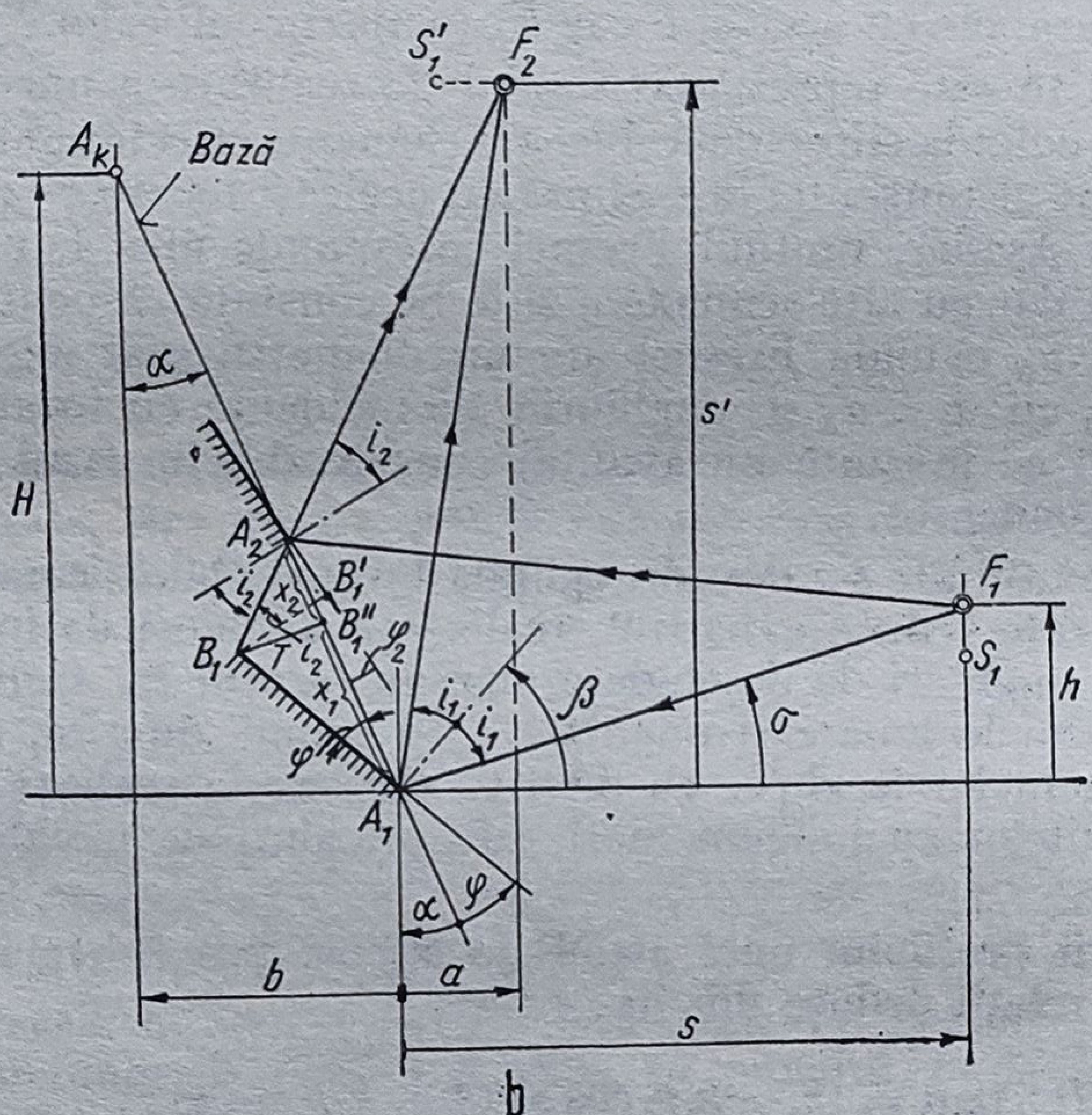




Fig. 4.17. Oglinda Fresnel oblică:
*a* — construcția; *b* — schema de calcul.

### 4.1.14. Oglinzi pentru lasere

Un rezonator laser este alcătuit dintr-un mediu activ situat între un element divizor (plan sau concav) și unul reflector (plan ori concav), ambele elemente fiind caracterizate prin mare precizie de formă și de poziție (fig. 4.18).

Cele două elemente plane (fig. 4.18, *a*) pot fi chiar capetele unei bare de rubin cu diametrul $d$ și lungimea $L = k\lambda/2n$, în care $k = 10^6 \dots 10^7$ este un număr întreg și $n$ — indicele de reflecție al mediului activ (rubin).

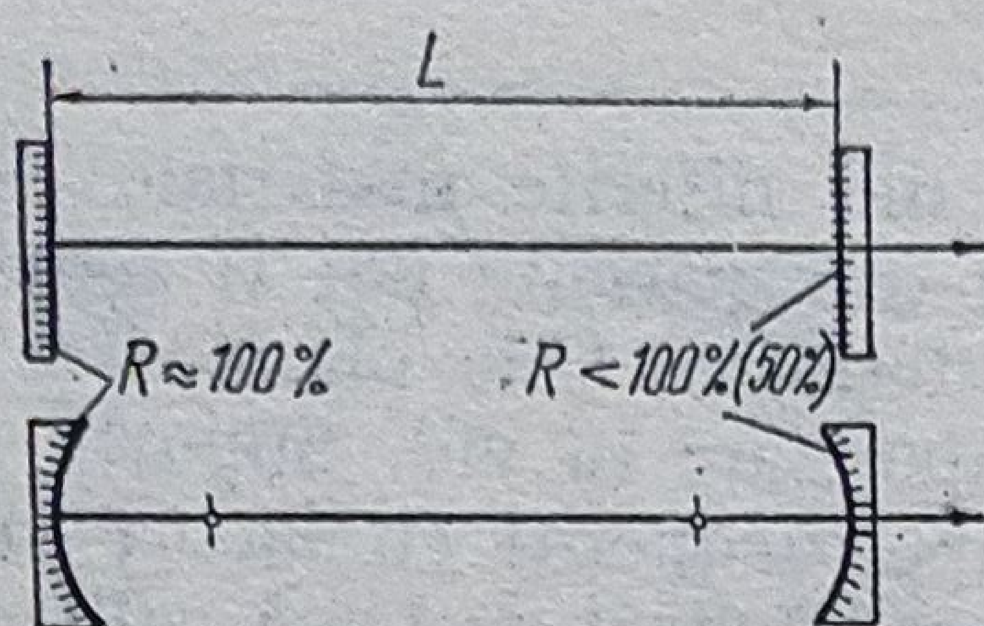



Fig. 4.18. Oglinzi rezonatoare laser.

Suprafețele sferice se execută pe suporți din oțel inoxidabil cu abaterea $< \lambda/20$ μm, după care se acoperă cu un strat de aur. Ajustarea celor două oglinzi se efectuează cu șuruburi și silfoane.

Pentru a se evita pierderea de radiații prin difracție lungimea rezonatorului $L \ll d^2/\lambda$, în care $d$ este diametrul oglinzii.

La rezonatorul din rubin trebuie ca axa cristalului să fie înclinată cu 60° ... 90° față de axa rezonatorului, pentru ca radiația emisă să fie polarizată liniar.

Suprafețele plane trebuie să aibă abaterea de la planitate $A_{p1} = \lambda/20 ... \lambda/100$ μm. Paralelismul suprafețelor reflectante $A_p = 20'' ... 1''$ și se ajustează cu șuruburi și silfoane.

Pentru a mări factorul de reflexie al oglinzii plane suprafața reflectantă se realizează din $N$ = par straturi subțiri (cu grosimea $\lambda/4$) succesive cu indicii de refracție $n'$ și respectiv $n''$, depuse prin vaporizare în vid pe o placă de bază cu indicile de refracție $n_0$ (fig. 4.19). Factorul de reflexie $R_N$, la incidență normală, într-un mediu cu indicele de refracție $n_k$ este dat de relația $R_N = [(n_0 f - n_k)/(n_0 f + n_k)]^2$, în care $f = (n'/n'')^N$. Dacă numărul straturilor este impar, $R_{N+1} = [(f \cdot n'^2 - n_0 \cdot n_k)/(f \cdot n''^2 + n_0 \cdot n_k)]^2$.

Pentru domeniul vizibil sînt necesare $N = 10 ... 20$ straturi de grosime $\lambda/4$ pentru a se realiza $R = 99\%$. Pentru domeniul infraroșu, depunînd 4—5 straturi succesive de Ge $O_2/MgF_2$ se obține $R = 99{,}5\%$.

În fig. 4.20 se observă că factorul de reflexie $R$ depinde de lungimea de undă $\lambda$.

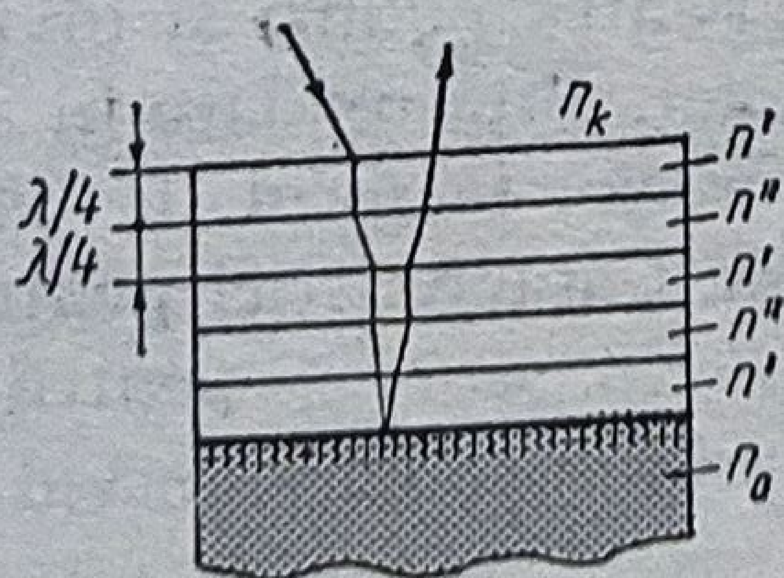



Fig. 4.19. Oglinda cu straturi subțiri multiple cu factor de reflexie mare.

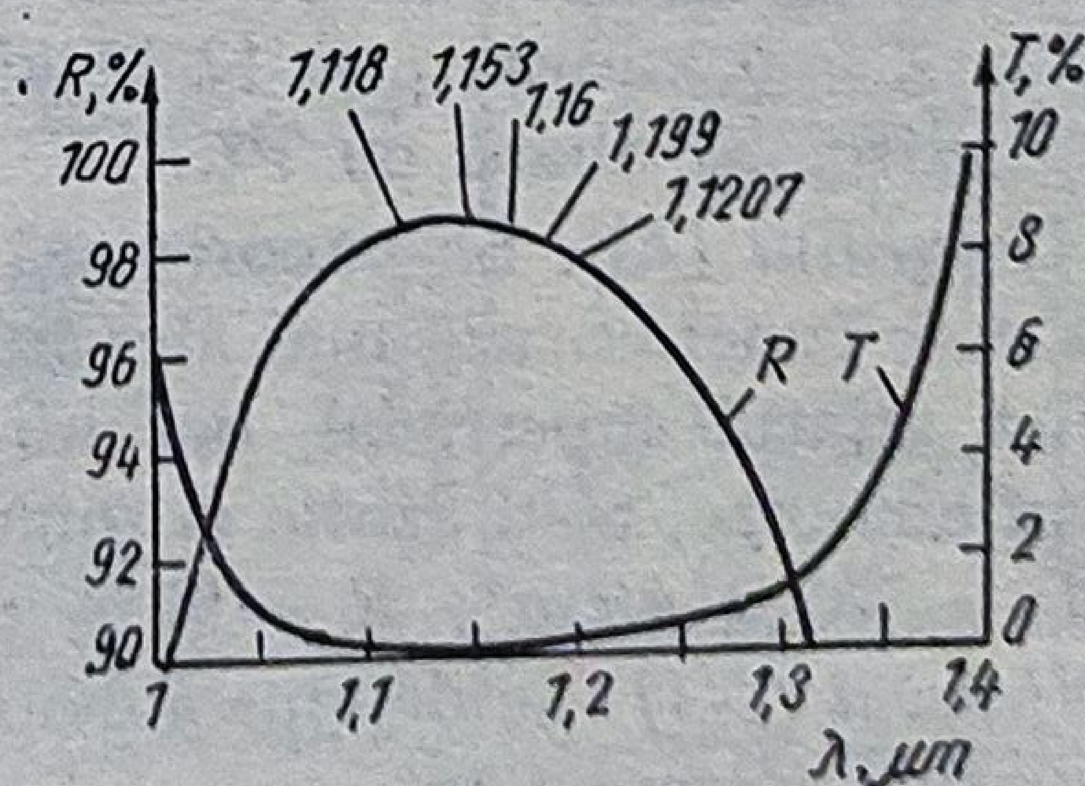



Fig. 4.20. Oglinda dielectrică.

### 4.1.15. Materialele pentru oglinzi

Corpul oglinzii poate fi realizat din diferite materiale: sticlă, cuarţ, materiale plastice, metale. Materialele transparente pot fi acoperite atît pe suprafaţa anterioară cît şi pe cea posterioară. Cele plastice se metalizează prin pulverizare, galvanic sau prin vaporizare în vid. Suporţii metalici pot fi optic-polisaţi ($R_{max} \approx 0{,}015$ μm) şi apoi acoperiţi cu lacuri sau cu metale nobile. Metalele trebuie să nu se oxideze. Oglinzi de bună calitate s-au obţinut din alamă, duraluminiu, nichel ş.a. Pentru oglinzi mari de telescoape s-au folosit aliajele: 66,7% Cupru + 22,2% Zinc + 11,1% Arsen şi 68,2% Cupru + + 31,8% zinc. În ultimii ani s-a folosit pentru telescoape sticla Zerodur, cu coeficientul de dilatare practic nul (v. cap. 2).

Pentru acoperiri pe cale chimică şi pulverizare în vid se pot folosi următoarele metale:

a. *Argintul*. Se depune galvanic sau chimic şi se protejează cu lac sau cu oxid de siliciu. Se dizolvă în acid azotic. Reflectă excepţional în vizibil $R =$ $= 98\%$ şi slab în ultraviolet ($R = 3\%$). Caracteristici: densitatea $\rho =$ $= 10{,}49$ g/cm³; temperatura de topire $T = 960{,}5$°C; factorul de reflexie $R = 98\%$; duritatea Vickers HV = 26 — 27 kgf/mm². La temperatura de 779,4°C dizolvă 8,8% Cu.

b. *Aurul*. Reflectă bine radiaţiile infraroşii. În straturi subţiri are culoarea verde. Se depune prin vaporizare în vid sau pulverizare catodică. Aurul curat are 99,99% Au, dar este moale: HV = 25 kgf/mm². Se dizolvă în acid azotic ($HNO_3$) concentrat. Se aliază cu cuprul. Calitatea aurului se exprimă în Karate; 1 Karat conţine 1/24 părţi aur. Aurul cu 24 Karate se consideră fin.

Exemple de aliaje de Au: 1000 g = 24 Karate $\triangleq$ 100% Au; 750 g = = 18 Karate $\triangleq$ 75% Au; 585 g = 14 Karate $\triangleq$ 58,5% Au; 333 g = 8 Karate $\triangleq$ 33,3% Au.

Caracteristici: $\rho = 19{,}32$ g/cm³; $T = 1063$°C;

c. *Platina (Pt)*. Se depune prin vaporizare în vid sau prin pulverizare catodică. Piesele se folosesc ca filtre şi la analiza spectrală. Caracteristici: $\rho = 21{,}45$ g/cm³; $T = 1773$°C. Nu corodează nici la temperaturi înalte. Se dizolvă în apă regală. Se aliază cu Au, Ag, Cu, Ni, W etc.

d. *Rhodiul (Rh)*. Se plulverizează în arc electric. Se spală cu praf de zinc, cu acid clorhidric sau cu acid bromhidric. HV = 125 kgf/mm²; $R =$ $= 60\%$ (la $\lambda = 0{,}3$ μm); $\rho = 12{,}14$ g/cm³; $T = 1966$°C. Se foloseşte pentru oglinzi şi filtre. Se aliază cu Pt.

e. *Aluminiut* (Al). Se vaporizează în vid pentru oglinzi şi divizoare de fascicule care funcţionează mai ales în ultraviolet. Prin oxidare în atmosferă se durifică stratul superficial, dar nu-şi micşorează factorul de reflexie. Se dizolvă în amoniac, acid azotic şi sodă caustică. Caracteristici pentru lumina naturală: $\rho = 2{,}7$ g/cm³; $R = 90\%$ pentru $i = 0$ şi 76% pentru $i = 77°$.

f. *Nichelul (Ni)*. Se depune galvanic sau prin vaporizare în vid. Reflectă bine radiaţiile ultraviolete.

g. *Siliciul (Si)*. Se depune prin vaporizare în vid. Are factor de reflexie foarte mare în ultraviolet şi infraroşu şi mic în domeniul vizibil.

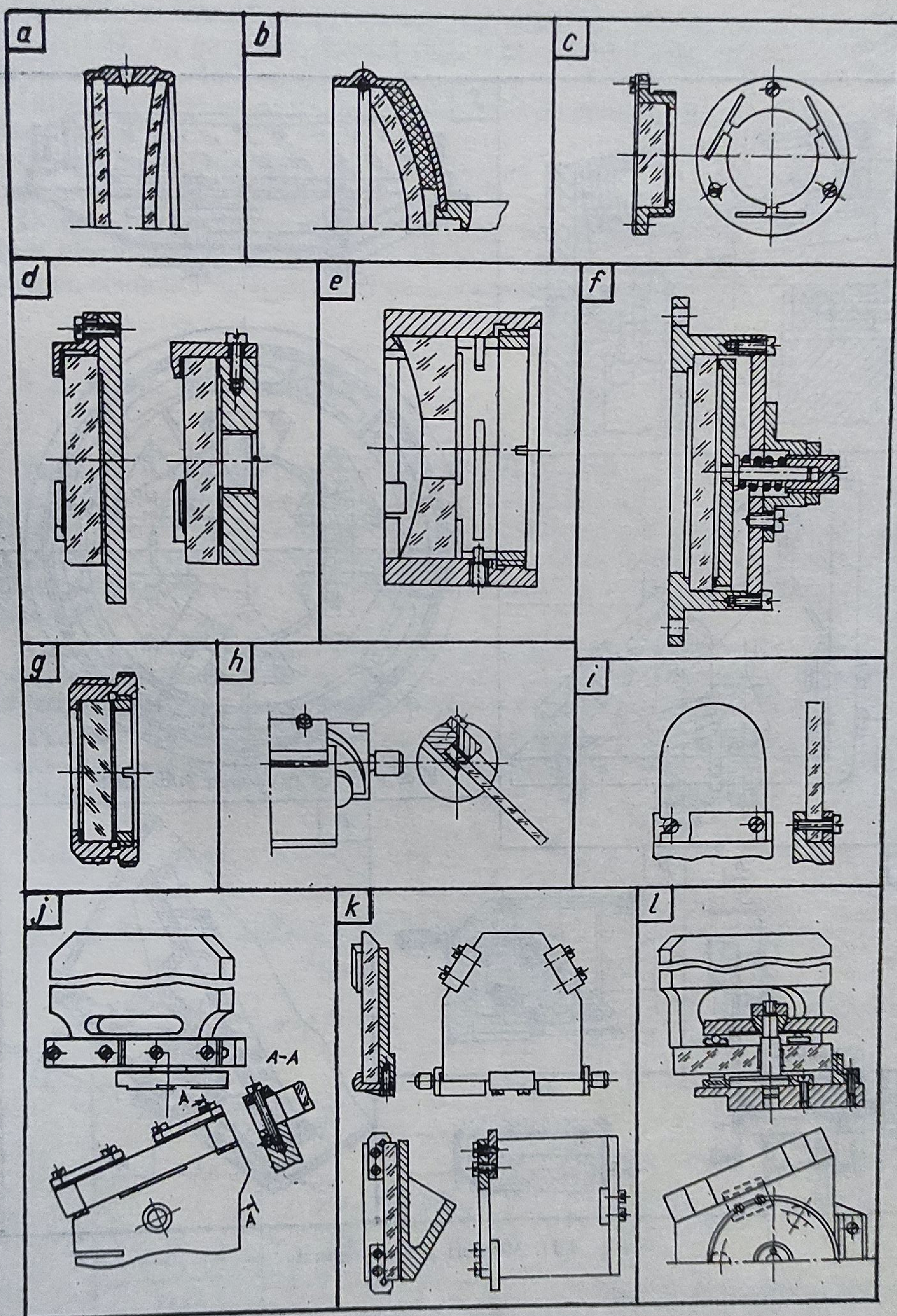



Fig. 4.21.

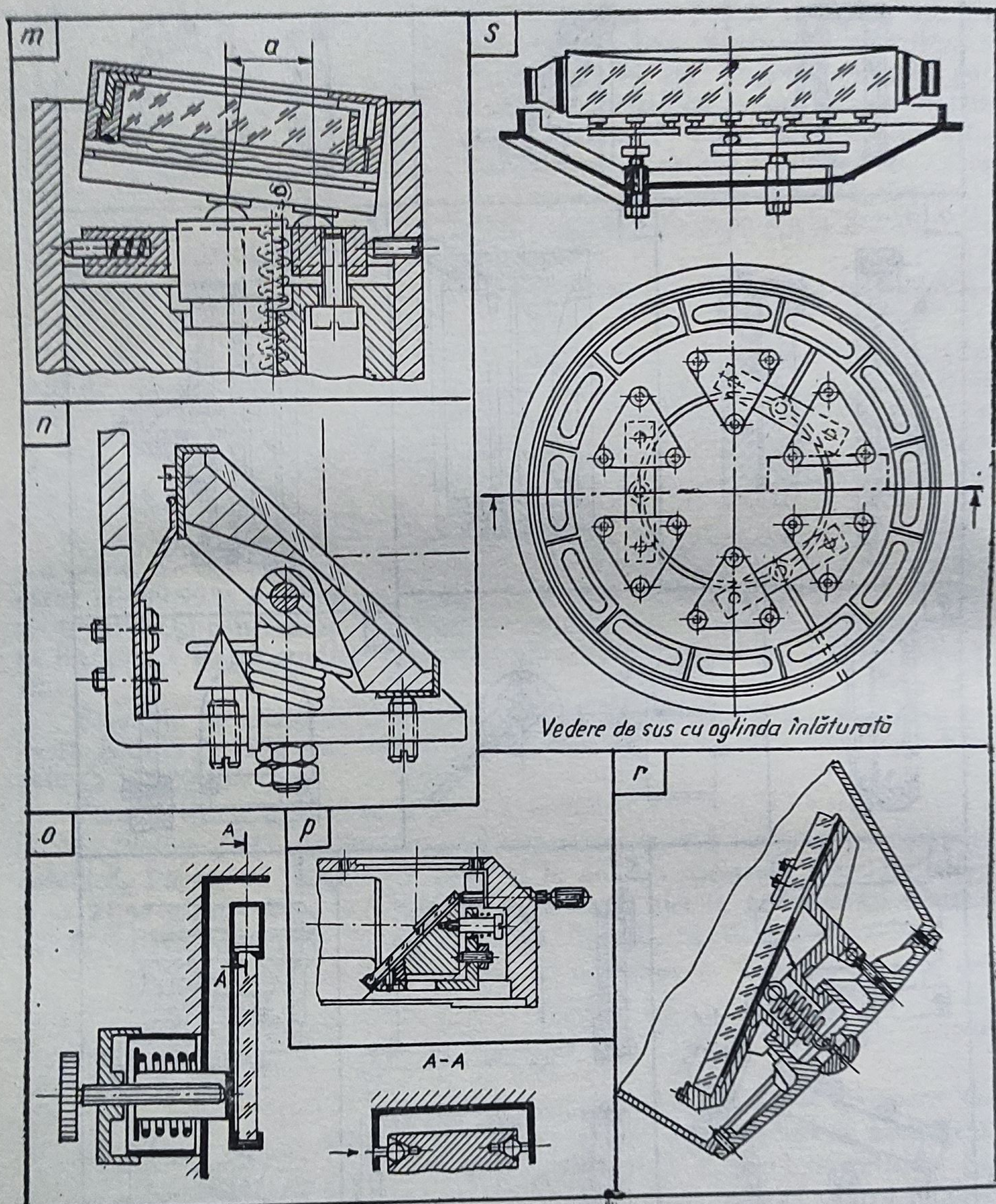



Fig. 4.21. Monturi pentru oglinzi.

### 4.1.16. Monturi pentru oglinzi

Oglinzile se fixează prin sertizare (fig. 4.21, *a*), prin lipire, cu inele elastice (fig. 4.21, *b*), cu șaibă elastică (fig. 4.21, *c*), cu colțari (fig. 4.21, *d*), cu inele filetate (fig. 4.21, *e, g*).

Între oglinzi și monturi se introduc folii de staniol, sau de plută, pentru evitarea tensionării.

Oglinzile cu dimensiuni mari, se sprijină pe mai multe elemente situate pe cercuri concentrice (fig. 4.21, *s*).

Deoarece oglinzile plane sînt sisteme de amplificare, poziționarea lor trebuie efectuată extrem de precis. De aceea, sînt avantajoase monturile prevăzute cu elemente de ajustare și de blocare (fig. 4.21, *m*, ..., *r*).

## 4.2. Lame plan-paralele

Acțiunea unei lame plan-paralele din sticlă optică (fig. 4.22) prezintă un interes deosebit, deoarece aceasta poate fi întîlnită în construcția aparatelor optice cu diferite roluri funcționale. Astfel, lama poate fi: de protecție, filtru, geam mat, oglindă plană, reticul, riglă, prismă, divizor fizic, element de deplasare în construcția interpolatoarelor, lame de compensare a drumurilor optice etc.

Lama produce deplasări liniare și introduce aberații cromatice, de sfericitate, astigmatism și coma. De asemenea, lama plan-paralelă introduce pierderi prin reflexie, care cresc cu creșterea unghiului de incidență.

Pentru eliminarea acestor neajunsuri, lama plan-paralelă (și piesele menționate mai sus) trebuie să fie străbătute numai de fascicule paralele (telecentrice).

*Relații de calcul*: $f' = -\bar{f} = \infty$; $s' = s\dfrac{n}{n'} - d\dfrac{n'}{n_L}$;

$$\Delta' s = \frac{n' - n}{n} s + \frac{n_L - n'}{n_L} \cdot d; \ \alpha = \Delta z'/\Delta z = n'/n; \ \beta' = y'/y = 1;$$

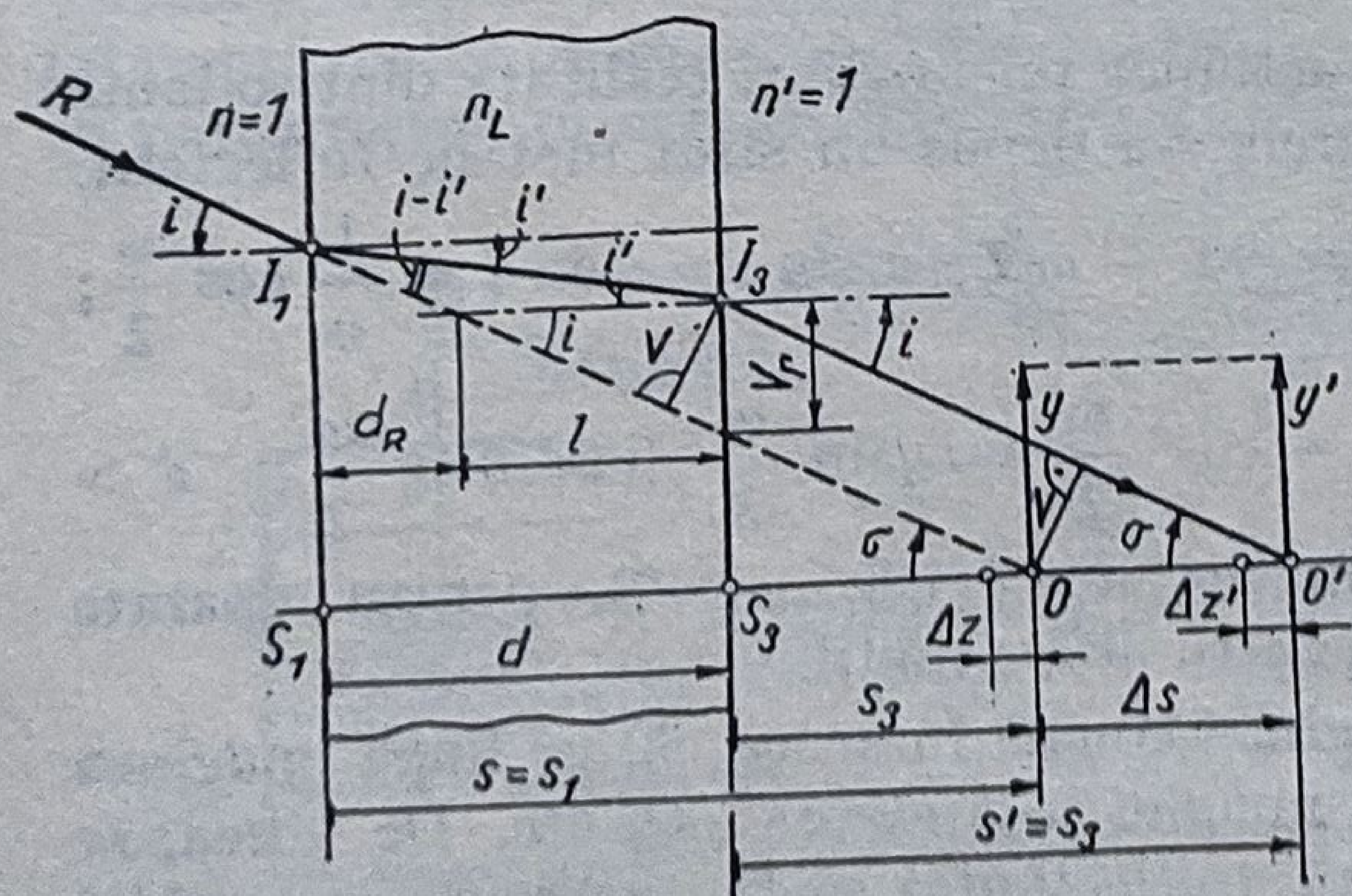



Fig. 4.22. Lama plan-paralelă.

$\gamma = \sigma'/\sigma = n/n' = 1/\alpha$;

$\beta'\gamma = n/n'$;

$V = d \sin(i - i')/\cos i'$;

$\Delta s' = d(1 - \cos i \sin i')/$ $/\sin i \cos i'$;

$V_r = \Delta s' \operatorname{tg} i = d(\operatorname{tg} i -$ $- \operatorname{tg} i')$;

Pentru domeniul paraxial

$$\Delta s' = \Delta s'_0 = d(n_L - 1)/n_L. \tag{4.5}$$

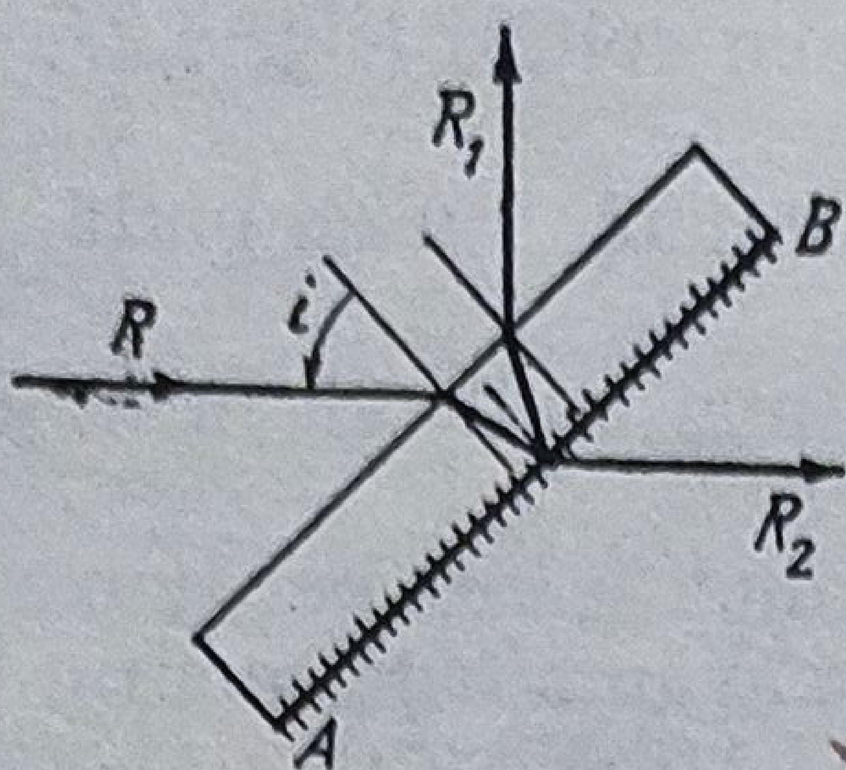



Fig. 4.23. Lama divizoare.

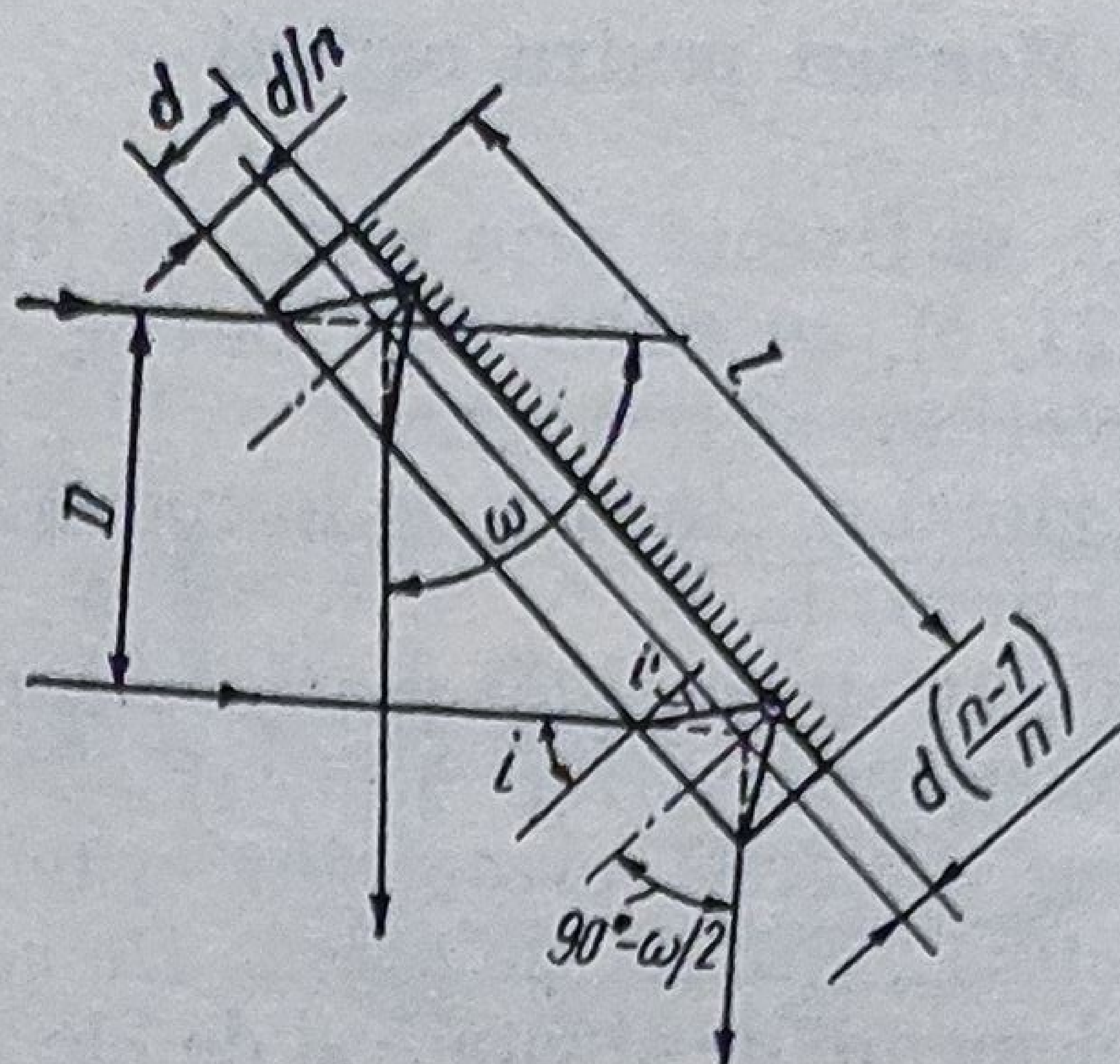



Fig. 4.24. Oglinda plană cu strat reflectant posterior.

## 4.3. Lame divizoare

Orice lamă plan-paralelă este un divizor, deoarece pe suprafețele lamei au loc reflexii, funcție de unghiul de incidență $i$. În aparatele și instalațiile optice se folosesc totuși lame care divid fluxul luminos incident în două părți (egale sau neegale), datorită faptului că pe una din suprafețe se depune un strat metalic (prin vaporizare în vid) reflectant. Ca urmare, un anumit procentaj din fluxul incident este reflectat, iar restul trece practic nedeviat prin lamă.

În fig. 4.23 se observă că pe suprafața divizoare, în $I$, are loc divizarea fizică a fasciculului $R$ în două fascicule coerente $R_1$ și $R_2$ care, reunite în anumite condiții, pot interfera (v. § 6.10).

## 4.4. Oglinda cu suprafața reflectantă posterioară

În fig. 4.24 este reprezentată acțiunea unei oglinzi realizată dintr-o lamă transparentă (sticlă) pe spatele căreia s-a depus un strat metalic reflectant. Se pot scrie următoarele relații: $i = 90° - \omega/2$; $n \sin i' = \sin i = \frac{1}{n} \cos \frac{\omega}{2}$;

$l = D/\sin \omega/2 + 2\,d \cos \frac{\omega}{2} \Big/ \sqrt{n^2 - \cos^2 \frac{\omega}{2}} \approx D/\sin \frac{\omega}{2} + 2d/n \operatorname{tg} \frac{\omega}{2}$; $d >$ $> l(1,5 \dots 1,7)$ pentru interferometre; $d > l\,(1/8 \dots 1/10)$, pentru aparate de măsurare; $d > l\,(1/15 \dots 1/20)$, pentru alte situații.

Un mare neajuns al acestor oglinzi constă în aceea că, pe lîngă imaginea principală $O'$ (fig. 4.25, *a*), apar și imagini secundare $O_1'$ $O_2'$ etc. De aceea, se recomandă ca suprafața posterioară (reflectanță) să fie înclinată cu unghiul $\sigma$ față de suprafața anterioară (fig. 4.25, *b*).

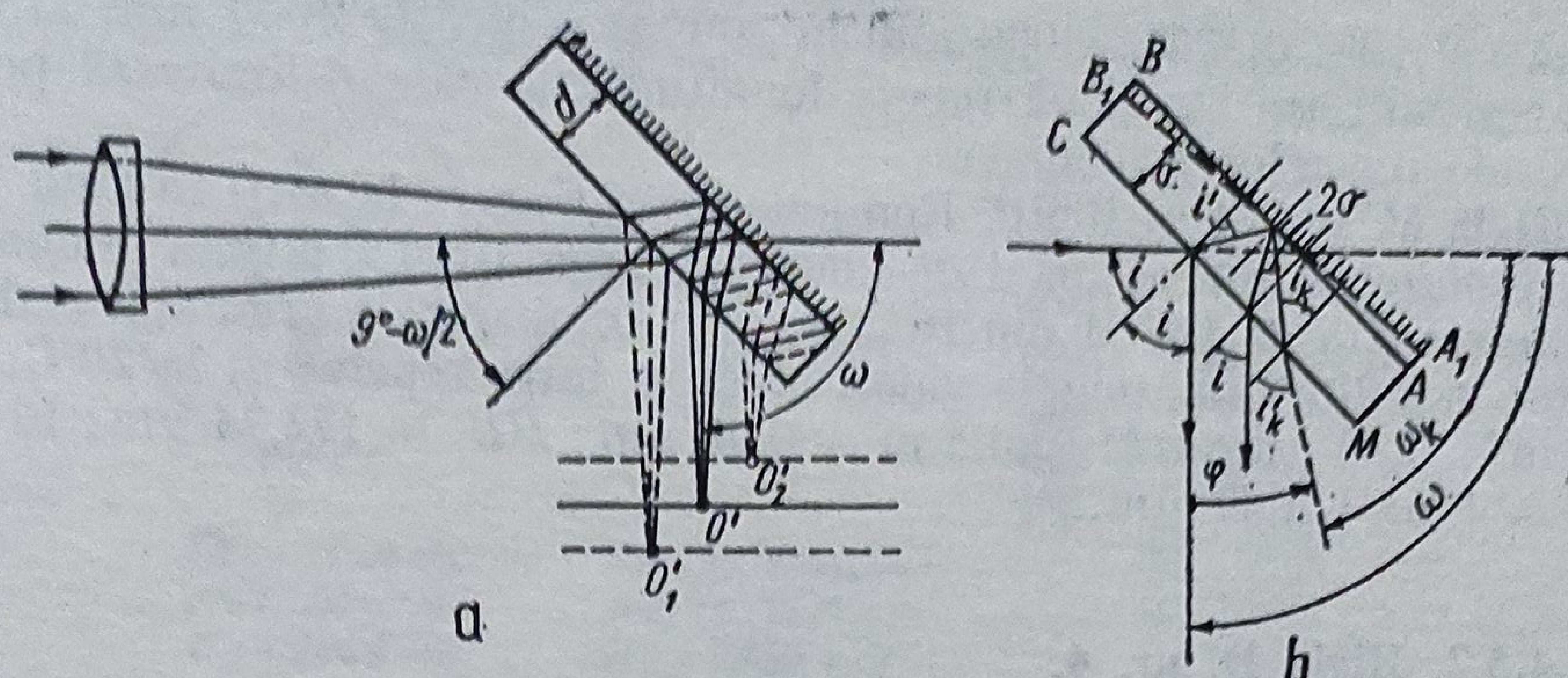



Fig. 4.25. Imagini multiple în oglinda cu strat reflectant posterior.

Se pot deduce următoarele relații:

$\varphi = \omega_k - \omega$; $\sin i = n \sin i'$; $i_k = i' + 2\sigma$,

$\sin i_k' = n \sin i_k$; $\varphi = i_k' - i'$; $2\sigma = \Delta i'$; $\varphi = \Delta i$;

$\Delta i = n\Delta i' \cos i'/\cos i$; $\varphi = 2n\,\sigma \cos i'/\cos i = 2\sigma\sqrt{n^2 - \sin^2 i}/\cos i$.

$\varphi = \psi'/\Gamma = 60''/\Gamma$ (acuitatea vizuală).

## 4.5. Rigle etalon și reticule

Instituțiile metrologice din țara noastră dispun de următoarele rigle etalon:

### 4.5.1. Metrul prototip național nr. 6C.

Metrul prototip național reprezintă o riglă cu 87,7% platină, 9,4% iridiu și 2,9% impurități metalice; are lungimea de 1 020 mm și secțiunea transversală în formă de *X* înscrisă într-un pătrat cu latura de 20 mm. Pe suprafața optic-polisată, situată în planul fibrei neutre a riglei, este trasată o scară cu patru repere principale transversale *A*, *M*, *B*, *B'* (fig. 4.26) care materia-

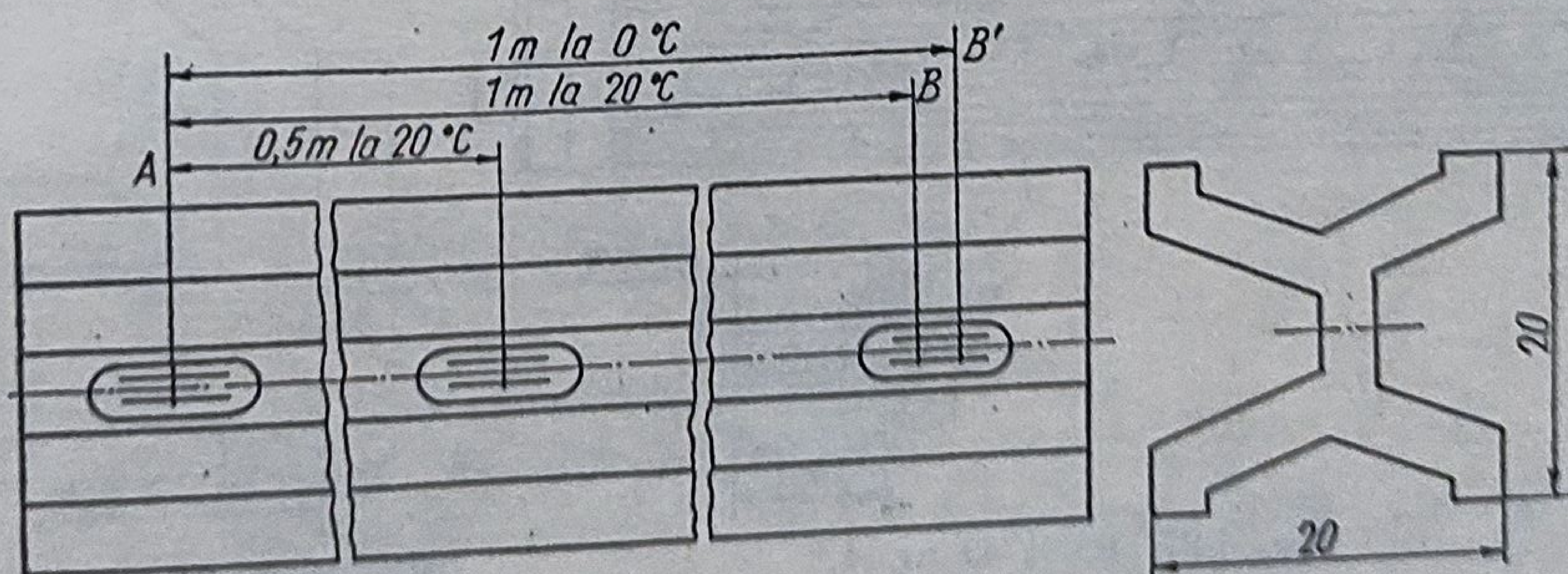



Fig. 4.26. Metrul prototip național nr. 6C.

lizează valorile: 0,500 și 1000 mm la 20°C și respectiv 1000 mm la 0°C. Pe riglă mai sînt trasate două repere longitudinale care delimitează porțiunile active ale reperelor principale.

Rigla 6C a fost atribuită României prin tragere la sorți în anul 1893 de către Comitetul internațional de măsuri și greutăți. La ultima etalonare din 1965, efectuată de BIPM din Franța, prin comparare cu radiația etalon $K^{86}$, au fost stabilite următoarele valori efective între repere: a) la 20°C: $AB = 1$ m $+ 1{,}43$ μm; $AM = 0{,}5$ m $+ 0{,}66$ μm; $BB' = 172{,}74$ μm; b) la 0°C: $AB' = 1$ m $+ 1{,}47$ μm.

### 4.5.2. Rigla D, nr. 4.

Este o riglă gradată din oțel cu 36% Ni, cu secțiunea transversală dreptunghiulară 21 × 6 mm și $l = 149$ mm, etalonată de BIPM prin metoda interferențială absolută (comparator interferențial cu două microscoape fotoelectrice). Această riglă (fig. 4.27) a fost executată de firma SIP din Geneva și redivizată în anul 1965 pe lungimea de 100 mm, din mm în mm, de la — 1 mm la 101 mm. De la —1 la 0 și de la 100 la 101 mm rigla este divizată în zecimi de mm.

### 4.5.3. Rigla H. nr. 46.

Este o riglă etalon secundar de ordinul I cu lungimea de 1 m, realizată din oțel cu 44% Ni, avînd secțiunea în formă de $H$, înscrisă într-un pătrat cu latura de 22,5 mm (fig. 4.28). Lungimea totală este de 1030 mm. Pe suprafața optic polisată este trasată o scară milimetrică de la — 1 mm la 1 001 mm. Diviziunile extreme de 1 mm sînt divizate în zecimi de mm. Rigla are trasate două repere longitudinale la distanța 0,2 mm. Reperele au fost trasate pentru temperaturi de referință de 0°C. La 20°C reperele prezintă abateri. Astfel, la 1 mm, abaterea este de 156,7 μm (etalonarea din 1966).

Rigla $H$ se etalonează prin comparare cu riglele $X$ și $D$, prin metoda M4 (v. STAS 10071/1-78).

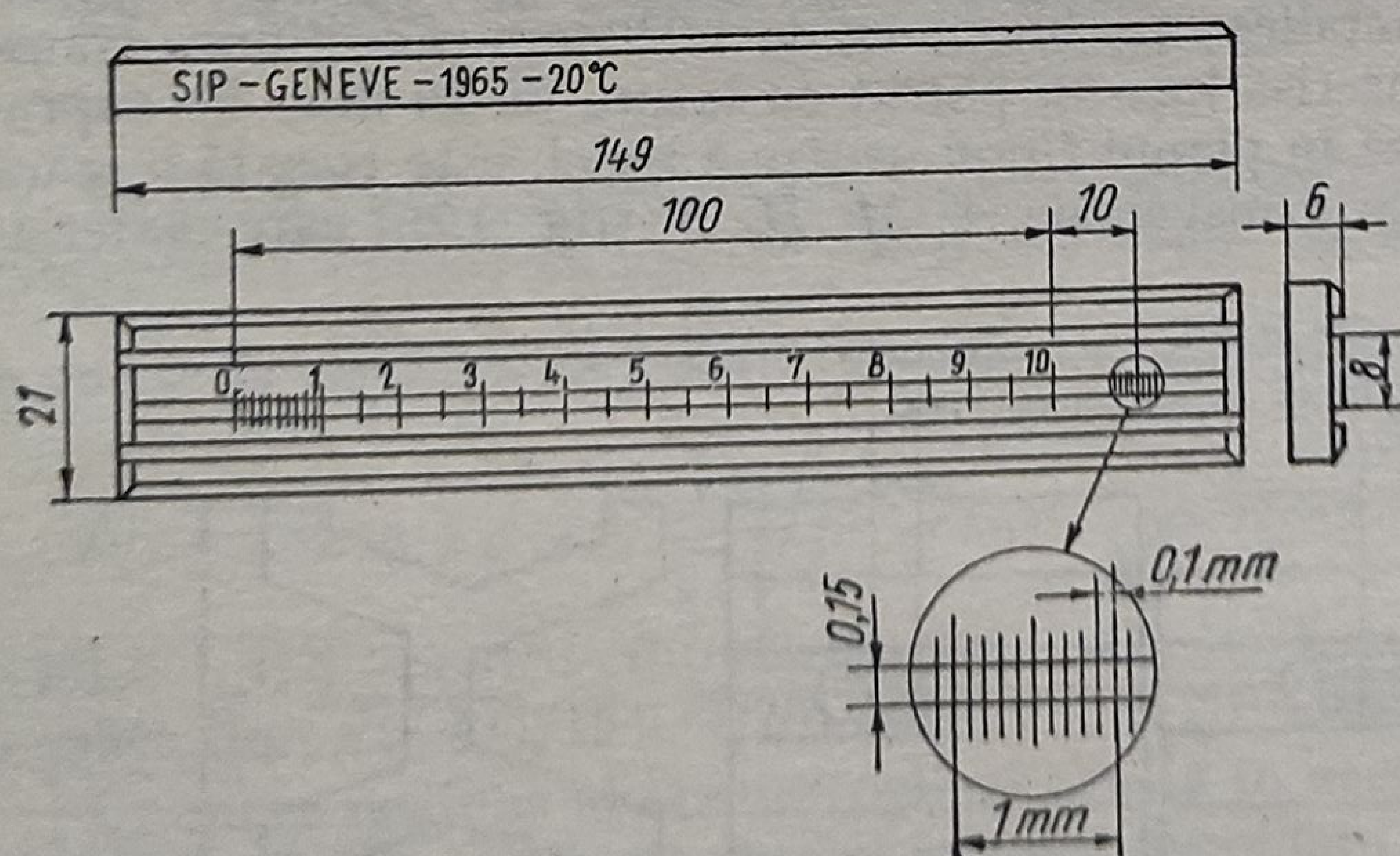



Fig. 4.27. Rigla D nr. 4.

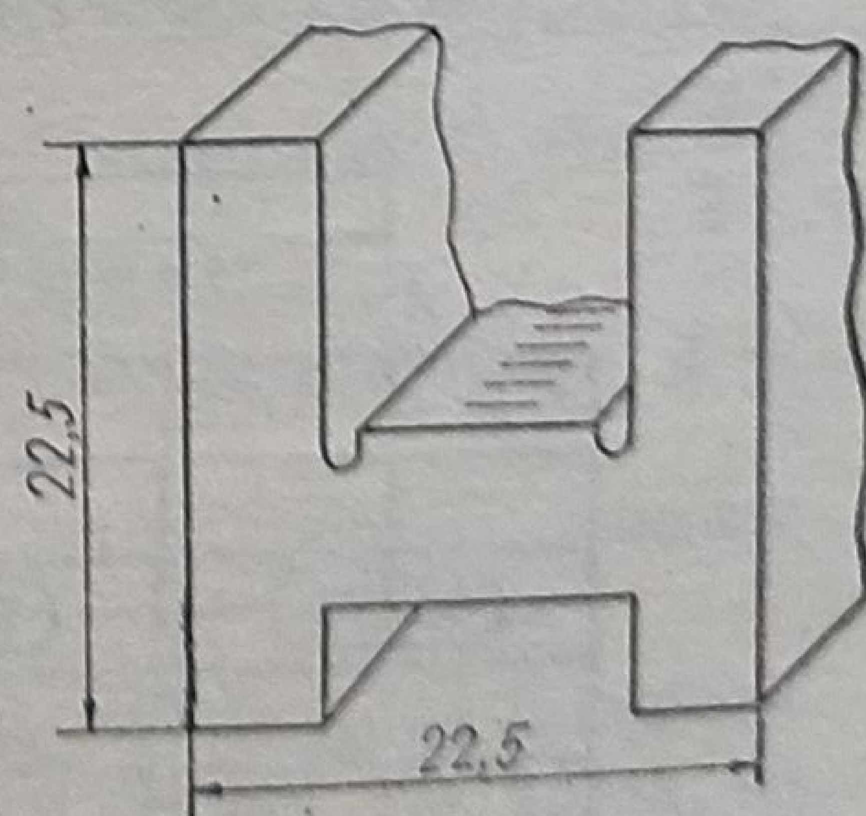



Fig. 4.28. Metrul etalon secundar de ordinul I-Rigla H 46.

lizează valorile: 0,500 și 1000 mm la 20°C și respectiv 1000 mm la 0°C. Pe riglă mai sînt trasate două repere longitudinale care delimitează porțiunile active ale reperelor principale.

Rigla 6C a fost atribuită României prin tragere la sorți în anul 1893 de către Comitetul internațional de măsuri și greutăți. La ultima etalonare din 1965, efectuată de BIPM din Franța, prin comparare cu radiația etalon $K^{86}$, au fost stabilite următoarele valori efective între repere: a) la 20°C: $AB = 1\ \text{m} + 1{,}43\ \mu\text{m}$; $AM = 0{,}5\ \text{m} + 0{,}66\ \mu\text{m}$; $BB' = 172{,}74\ \mu\text{m}$; b) la 0°C: $AB' = 1\ \text{m} + 1{,}47\ \mu\text{m}$.

### 4.5.2. Rigla D, nr. 4.

Este o riglă gradată din oțel cu 36% Ni, cu secțiunea transversală dreptunghiulară $21 \times 6$ mm și $l = 149$ mm, etalonată de BIPM prin metoda interferențială absolută (comparator interferențial cu două microscoape fotoelectrice). Această riglă (fig. 4.27) a fost executată de firma SIP din Geneva și redivizată în anul 1965 pe lungimea de 100 mm, din mm în mm, de la — 1 mm la 101 mm. De la —1 la 0 și de la 100 la 101 mm rigla este divizată în zecimi de mm.

### 4.5.3. Rigla H. nr. 46.

Este o riglă etalon secundar de ordinul I cu lungimea de 1 m, realizată din oțel cu 44% Ni, avînd secțiunea în formă de *H*, înscrisă într-un pătrat cu latura de 22,5 mm (fig. 4.28). Lungimea totală este de 1030 mm. Pe suprafața optic polisată este trasată o scară milimetrică de la — 1 mm la 1 001 mm. Diviziunile extreme de 1 mm sînt divizate în zecimi de mm. Rigla are trasate două repere longitudinale la distanța 0,2 mm. Reperele au fost trasate pentru temperaturi de referință de 0°C. La 20°C reperele prezintă abateri. Astfel, la 1 mm, abaterea este de 156,7 μm (etalonarea din 1966).

Rigla *H* se etalonează prin comparare cu riglele *X* și *D*, prin metoda M4 (v. STAS 10071/1-78).

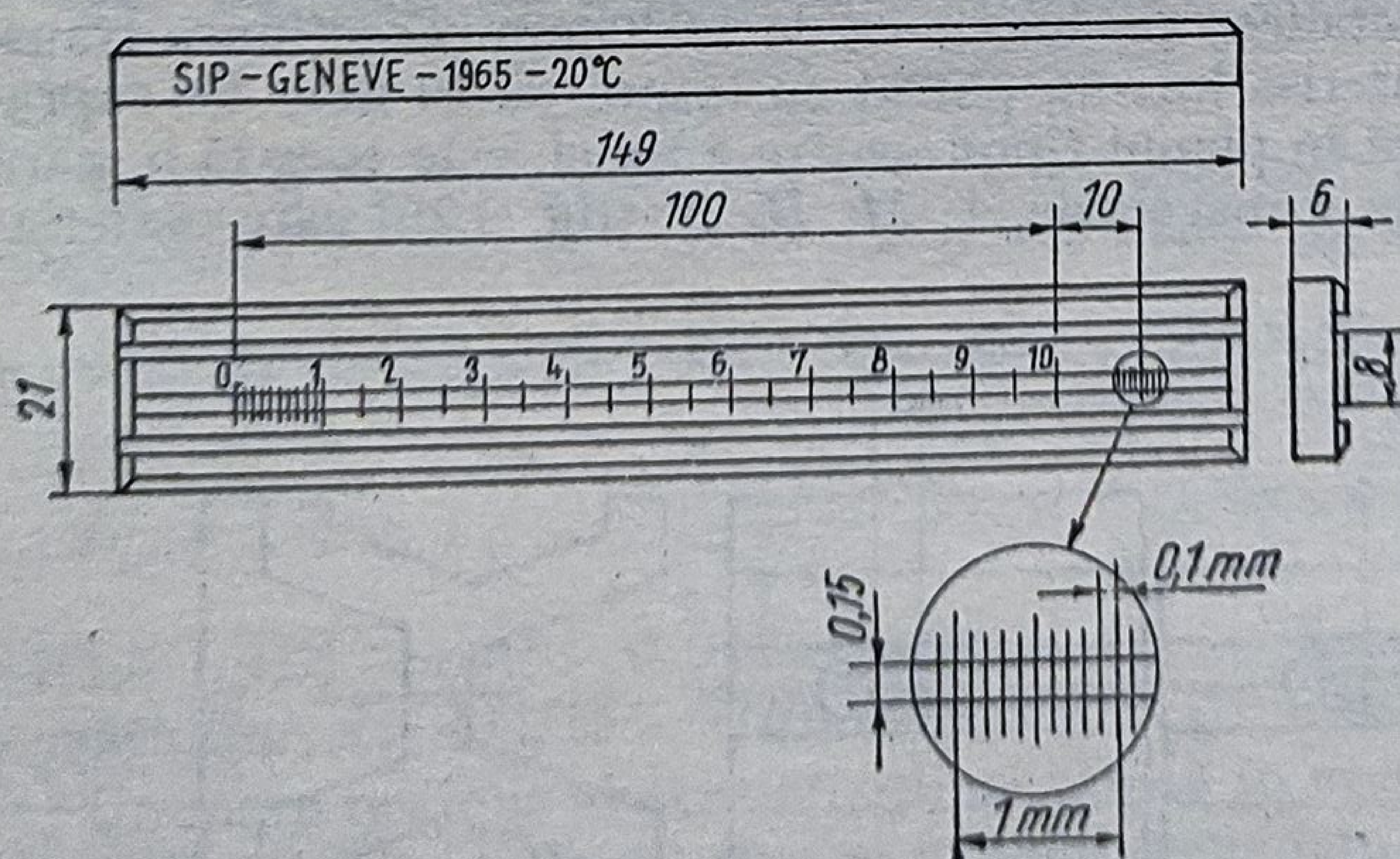



Fig. 4.27. Rigla D nr. 4.

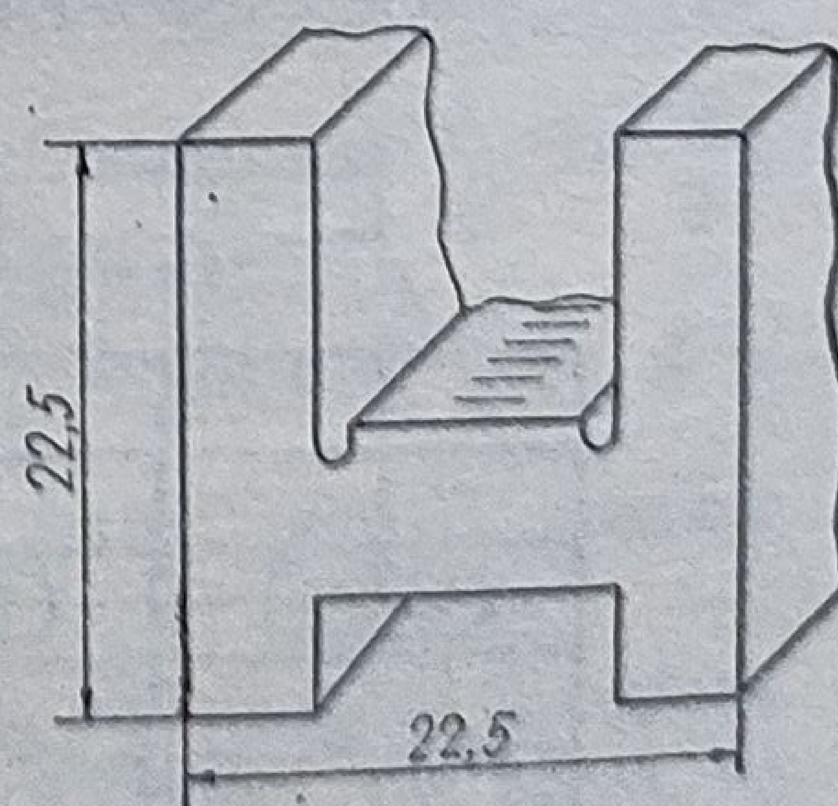



Fig. 4.28. Metrul etalon secundar de ordinul I-Rigla H 46.

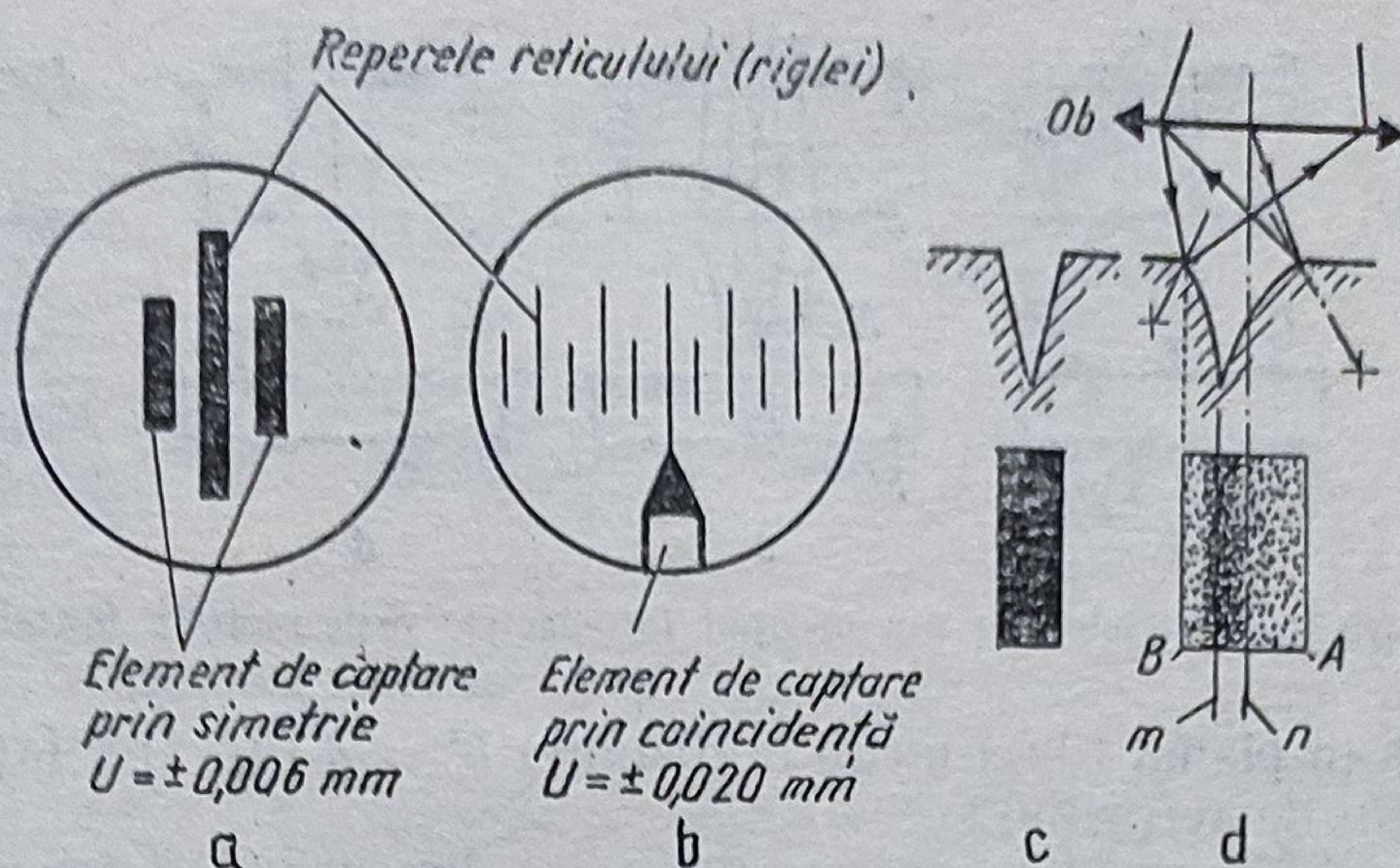



Fig. 4.29. Imprecizia de captare a unui reper de pe riglă.

Riglele etalon lungi se sprijină în punctele Bessel și se fixează în monturi speciale, prevăzute cu elemente de ajustare a poziției (v. fig. 4.34).

Riglele lungi în formă de *X* sau *H* se execută cu mari dificultăți și sînt scumpe.

Se recomandă captarea prin simetrie (fig. 4.29, *a*), deoarece aceasta asigură o imprecizie (incertitudine) $u$ mai mică decît cea obținută la captarea prin coincidență (fig. 4.29, *b*). Reperele de pe riglă trebuie să fie perfect simetrice (fig. 4.29, *c*), fără raze de racordare (fig. 4.29, *d*) sau bavuri. Cînd razele de racordare sînt diferite, pata luminoasă (imaginea reperului) nu este simetrică față de axa microscopului (v. fig. 4.29, *d*) și apare o eroare sistematică pentru a cărei înlăturare trebuie să se repete măsurările cu elementul de captare rotit cu 180°, după care se consideră media valorilor (soluția lui Volet). Poziționarea unui reper este mai precisă în cazul observării binoculare, pe fond întunecat. Calculul reticulelor se dă pentru fiecare aparat.

Există numeroase rigle metalice și din sticlă cu secțiunea dreptunghiulară și cu diferite lungimi, încorporate în diferite mijloace de măsurare (mașini de măsurat în coordonate, comparatoare, microscoape de măsurare etc.) pentru care, laboratoare autorizate emit certificate de etalonare, dar acestea nu pot avea lungimi mari, pentru că se deformează, iar scara nu se află în planul fibrei neutre. O soluție avantajoasă este reprezentată în fig. 4.30, care reprezintă o riglă din sticlă, gravată pe suprafața de bază, la care scara

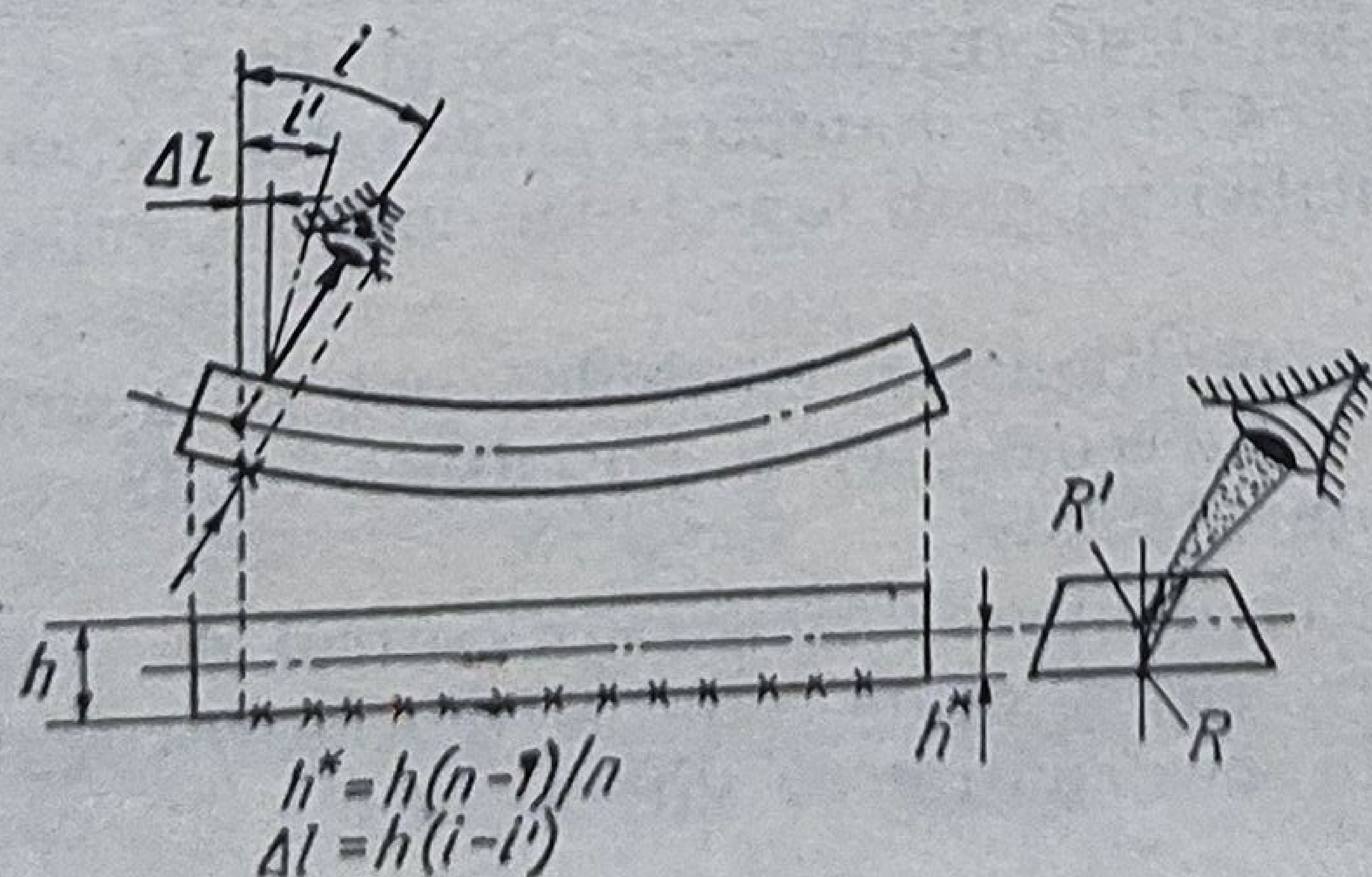



Fig. 4.30. Riglă cu scară virtuală în planul fibrei neutre.

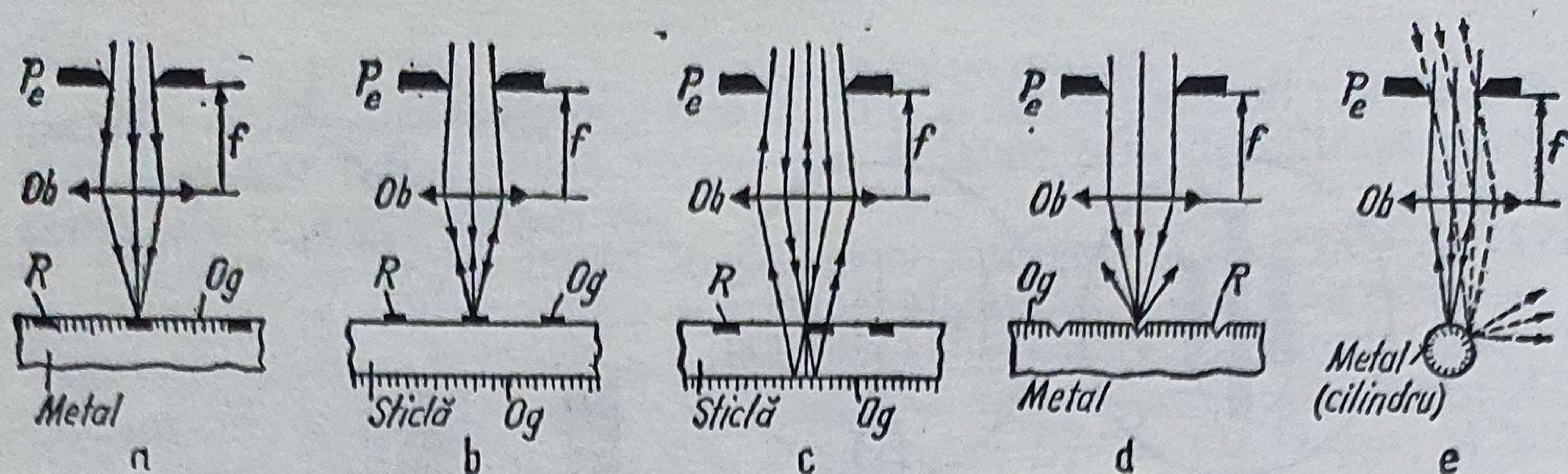



Fig. 4.31. Poziționarea riglelor cu microscopul fotoelectric prin metoda fantei oscilante.

este percepută în planul fibrei medii la distanța $h^* = h\,(n-1)/n$ față de bază ($n$ este indicele de refracție).

Reperele scărilor gradate pot avea diferite dimensiuni și forme. Riglele de înaltă precizie au suprafețele optic polisate și sînt observate, de regulă, cu microscoape de poziționare obișnuite sau fotoelectrice.

La poziționarea riglelor cu microscopul se captează prin simetrie sau prin coincidență, un reper al riglei cu un element de captare (v. fig. 4.29) gravat pe reticulul situat în planul imaginii reale, suprapus cu planul focal obiect al ocularului.

La poziționarea riglelor cu microscopul fotoelectric, se proiectează real și telecentric o fantă oscilantă pe reperul riglei (fig. 4.31) sau în autoreflexie (fig. 4.32), în așa fel încît aceasta să nu depășească lățimea reperului. În caz contrar, fasciculul este modulat încă odată la marginea reperului și apar erori de măsurare. Obiectivul fiind telecentric, erorile de punere la punct nu influențează rezultatul măsurării.

Se deosebesc două situații: poziționarea reperelor și poziționarea muchiilor.

a. *Poziționarea reperelor*. În fig. 4.31, *a*, reperul $R$ este absorbant și rigla reflectantă. La oscilarea imaginii fantei microscopului pe reperul $R$ iau naștere impulsuri întunecate în flux luminos. În fig. 4.31 *b*, reperul $R$ este reflectant și fondul absorbant; apar impulsuri luminoase. Rigla din fig. 4.31, *c* conține repere negre pe fond transparent. Pentru mărirea contrastului trebuie să se adauge o oglindă care să reflecte lumina exact pe lîngă reperul negru. Dacă se depășește reperul iau naștere impulsuri întunecate. Așadar, fasciculul reflectat nu trebuie să fie nici obturat de reper sau de obiectiv, nici să fie modulat suplimentar de reper.

În fig. 4.31, *d*, la depășirea lățimii reperului, razele sînt reflectate în afara obiectivului și iau naștere impulsuri întunecoase. Cazul din fig. 4.31, *e* reprezintă inversul celui din fig. 4.21, *d*; diametrul cilindrului trebuie să fie mic față de amplitudinea oscilației imaginii fantei; iau naștere impulsuri luminoase.

b. *Poziționarea muchiilor*. La poziționarea muchiilor pot să apară nu numai impulsuri luminoase sau întunecoase, ci și impulsuri luminoase/întunecoase, adică impulsuri dreptunghiulare.

În fig. 4.32, *a*, imaginea fantei oscilante se formează în centrul de curbură al sferei și razele sînt reflectate pe același drum. Cînd se descentrează sfera, imaginea virtuală se deplasează în sens contrar cu viteză dublă; iau naștere impulsuri întunecate.

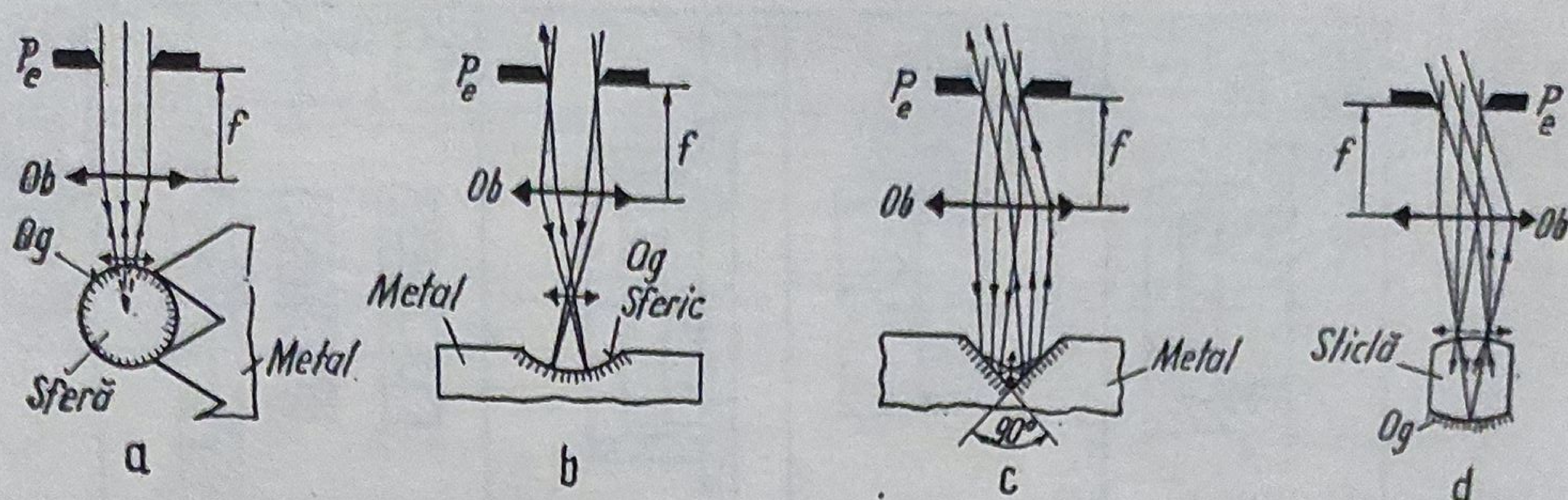


Fig. 4.32. Poziționarea reperelor cu microscopul fotoelectric prin metoda autoreflexiei.

În fig. 4.32, *b* s-a înlocuit imaginea virtuală printr-o imagine reală dată de oglinda concavă. Imaginea fantei oscilante ia naştere în centrul de curbură al oglinzii sferice concave; iau naştere impulsuri întunecoase. Oglinda din fig. 4.32, *c* deviază fasciculul cu 180° şi formează imaginea fantei oscilante în planul de simetrie al suprafeţelor reflectante. La deplasarea laterală a riglei (sau a microscopului) se deplasează lateral imaginea fantei oscilante cu viteză dublă; iau naştere impulsuri întunecoase.

În fig. 4.32, *d* se observă că razele reflectate sînt paralele şi erorile de focusare sînt excluse; apar impulsuri întunecoase.

Discriminatorul de poziţie a reperului, care evaluează impulsurile luminoase ori întunecoase, foloseşte amplitudinea şi faza componentei frecvenţei semnalului cu tripla frecvenţă de oscilare a sistemului de palpare. Cînd axa reperului coincide cu poziţia de zero a fantei oscilante acest semnal al curentului alternativ redresat şi sensibil în fază devine nul. La această metodă asimetria profilului reperului influenţează puţin rezultatul măsurării. Cînd axa reperului nu coincide cu poziţia zero a oscilaţiei se obţine un semnal a cărui polaritate dă direcţia şi a cărui mărime dă poziţia aproximativă.

## 4.6. Monturi pentru reticule

Reticulele se fixează prin aceleaşi procedee ca lentilele: cu inel presat (fig. 4.33, *a*), prin sertizare (fig. 54.33, *b*), cu inel filetat exterior (fig. 4.33, *c*), prin lipire (fig. 4.33, *d*), cu plăcuţe (fig. 4.33, *e*) şi cu colţari (fig. 4.33, *f*). Monturile propriu-zise se introduc în corpuri speciale, prevăzute cu elemente de ajustare radială, pentru poziţionarea corectă a reperelor.

Riglele gradate şi reţelele pot fi fixate în monturi prin diferite procedee (lipire, cu plăcuţe, şuruburi etc.). Se recomandă însă soluţiile reprezentate în fig. 4.34, care permit ajustarea poziţiei din trei direcţii (trei translaţii şi trei rotaţii).

## 4.7. Discuri gradate

Discurile sînt lame-plan-paralele prevăzute cu scări circulare ale căror repere pot fi simple sau duble. Diviziunea este determinată de diametrul discului. Dacă diviziunea este egală cu grosimea reperului scara circulară

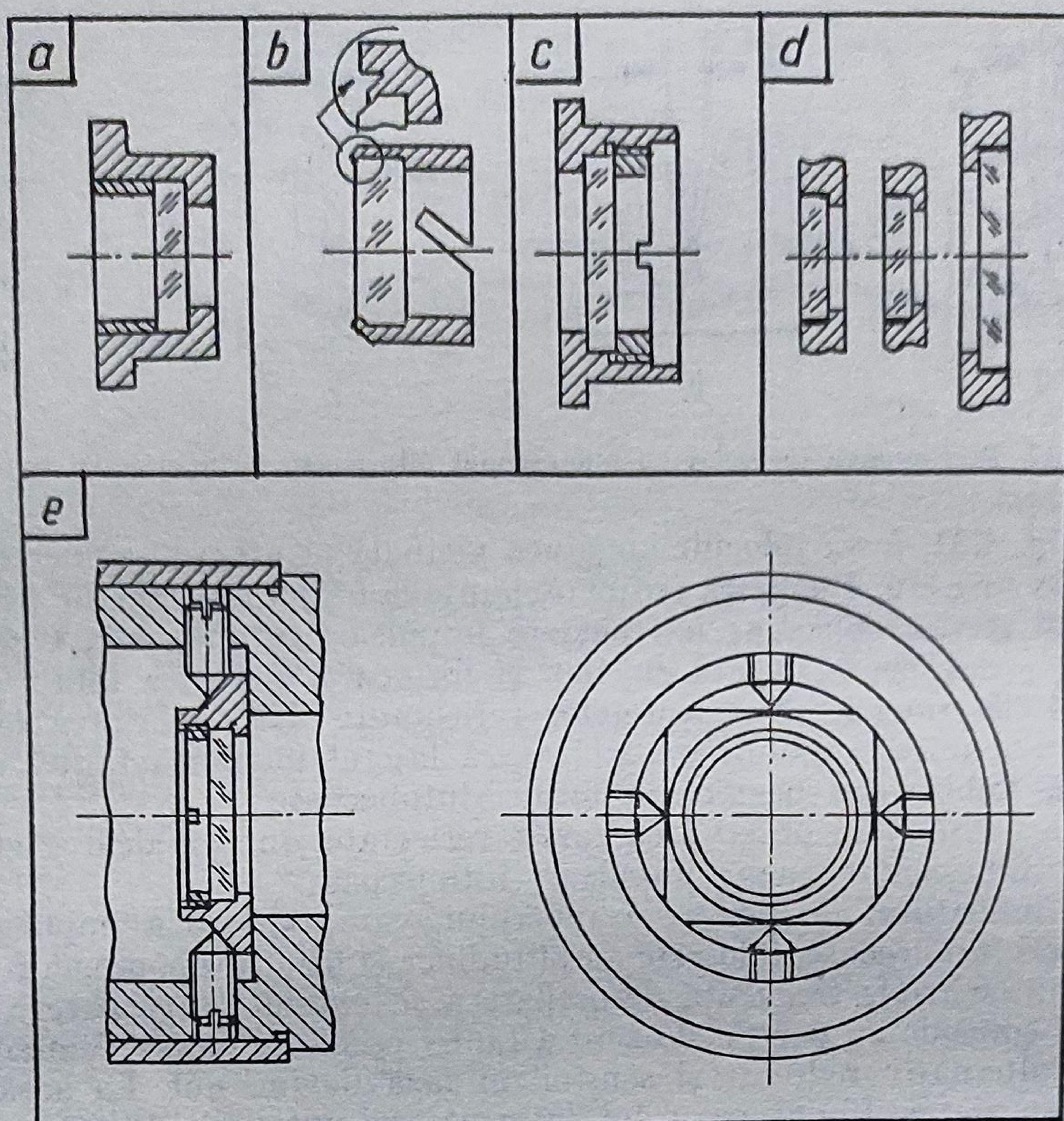



Fig. 4.33. Monturi pentru reticule.

se numește rețea. S-au realizat rețele cu diametrul de 400 mm și 162 000 de fante, pasul (constanta rețelei) fiind de 8''.

Pentru ca deformarea discului să nu influențeze rezultatul măsurării trebuie ca raza cercului de divizare să fie $r_d = 1{,}52\ (r_i + r_a)/2$, pentru că în acest caz imaginea virtuală a scării se formează în planul fibrei neutre (pentru $n = 2$). Dacă $r_a = r_d$, rezultă $r_i$ prea mic. Se recomandă ca grosimea $h$ să fie determinată funcție de indicele de refracție: $h = h^*n/(n-1)$, și scara să fie executată pe suprafața inferioară a discului (fig. 4.35, *b*).

## 4.8. Monturi pentru discuri gradate și codificate

Monturile pentru discuri trebuie să asigure coincidența axei discului cu axa de rotație a monturii și perpendicularitatea planului scării cu aceeași axă. Aceste condiții pot fi satisfăcute dacă axa scării este concentrică cu axa alezajului discului (fig. 4.36, *a*, *b*, *c*), sau dacă montura discului poate fi deplasată transversal și blocată în poziția dorită (v. montura pentru ajustarea reticulului și discului gradat din fig. 4.36, *d*). Totuși, pentru a se asigura precizia maximă posibilă trebuie să se blocheze discul în montura sa și apoi să se afecteze gradarea (gravarea).

Fig. 4.34. Monturi pentru rigle gradate, rigle codificate și rețele.

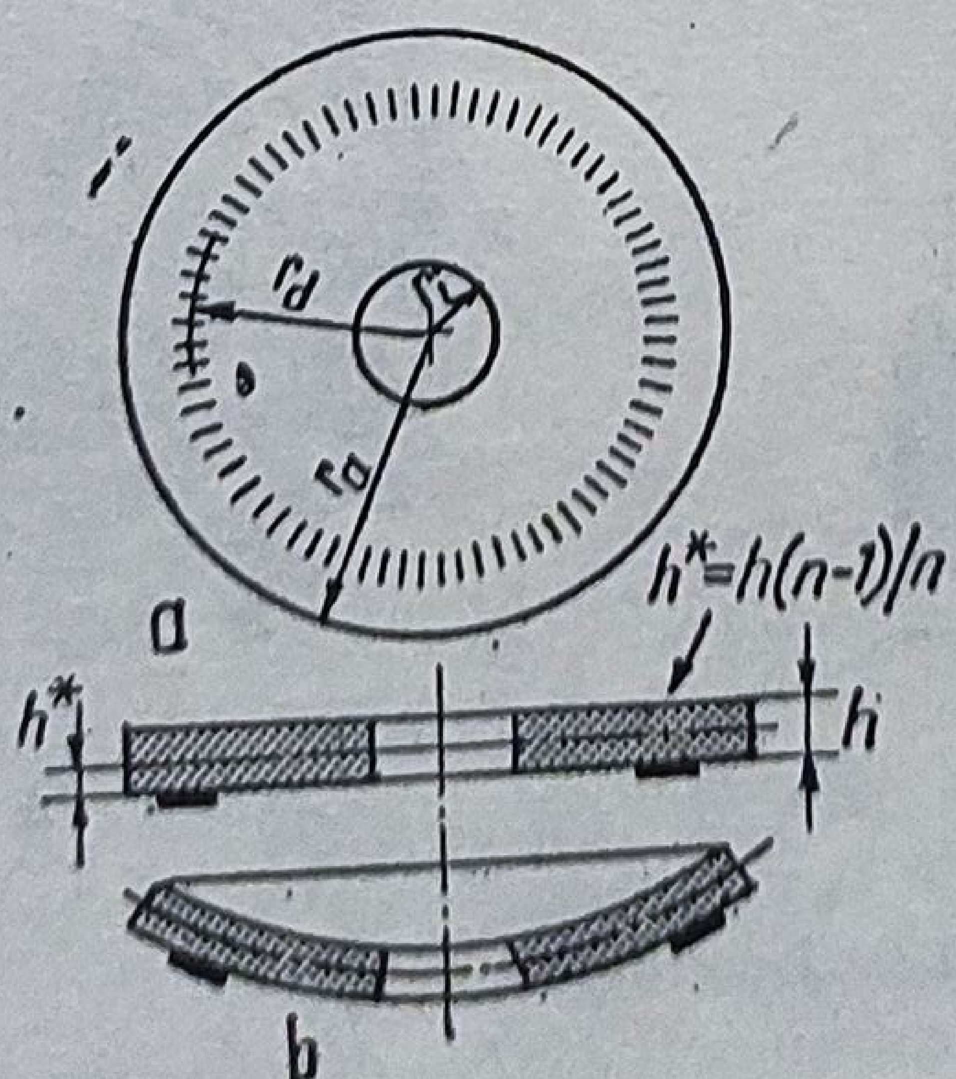



Fig. 4.35. Discuri gradate de sticlă optică.

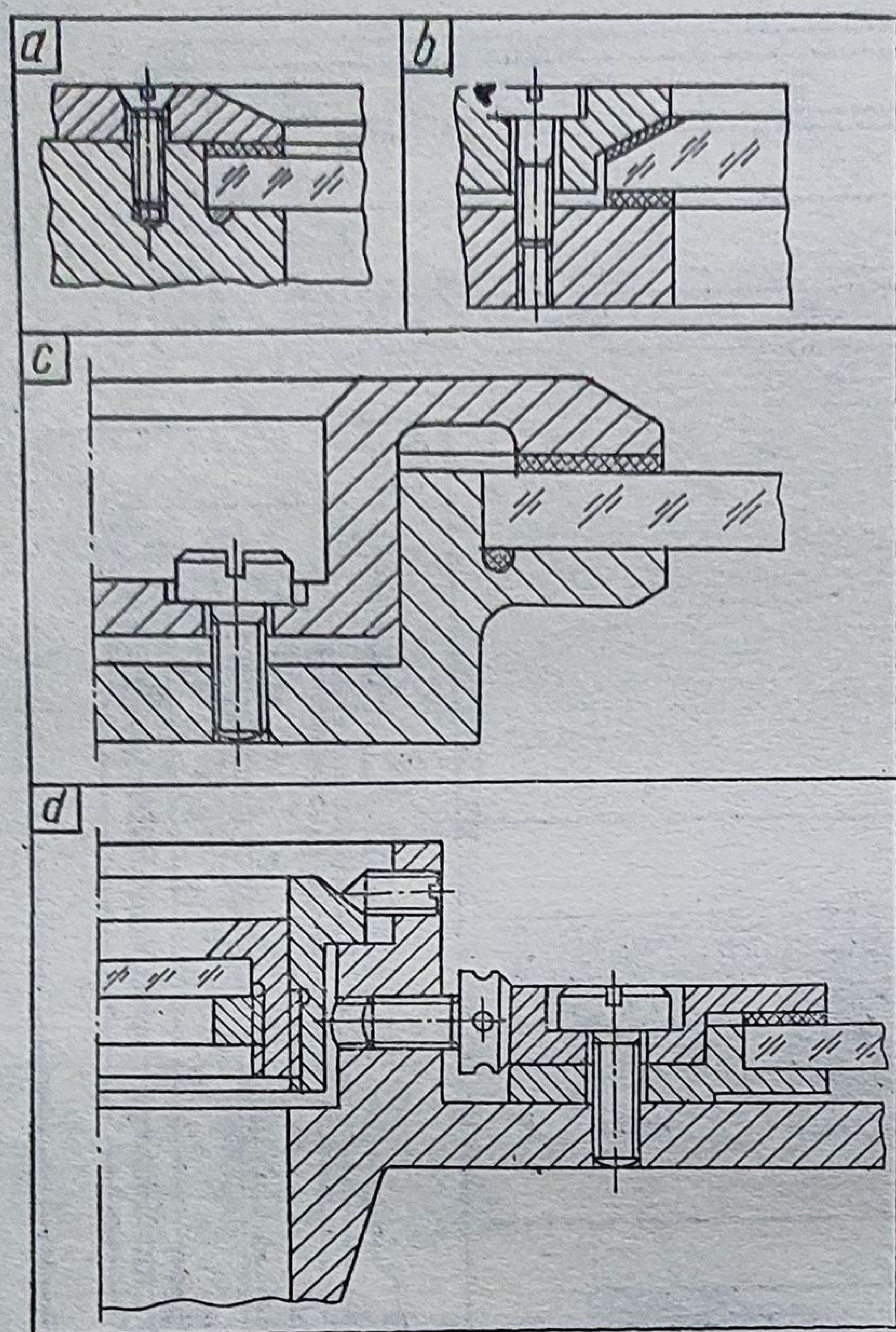


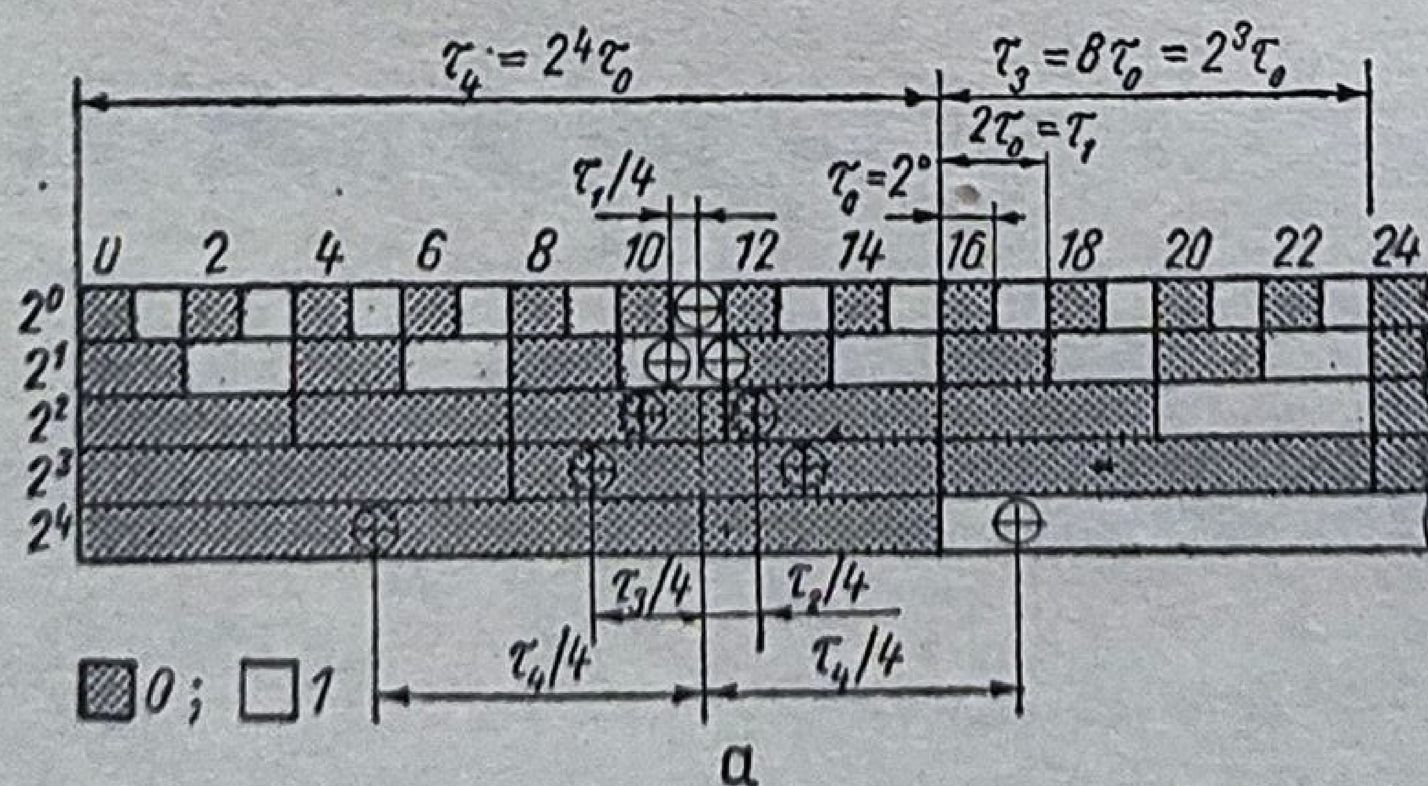

Fig. 4.36. Monturi pentru discuri gradate, discuri codificate și rețele unghiulare.

## 4.9. Rigle și discuri cifrate

Măsurile cu cifre sînt realizate sub formă de rigle sau de discuri la care reperele cifrate sînt înlocuite prin numere, ce sînt proiectate în ferestre speciale, fiecărui număr corespunzîndu-i o anumită poziție a măsurii cifrate.

## 4.10. Rigle și discuri codificate

Se cunosc numeroase măsuri în formă de rigle, discuri și tambure codificate. Aceste măsuri pot fi optice, magnetice, electrice, pneumatice etc. Măsurile optice codificate se folosesc în construcția mijloacelor de măsurare și a mașinilor-unelte de înaltă precizie, în special la cele cu comandă numerică. Aceste măsuri optice sînt prevăzute cu mai multe piste, fiecare dintre acestea conținînd un număr egal de spații transparente (ori reflectante) și opace (absorbante) corespunzătoare codului și valorilor mărimilor ce urmează a fi măsurate. La mișcarea de translație (fig. 4.37, *a*) sau de rotație (fig. 4.37, *b*) a măsurii codificate fluxul luminos care străbate fantele este



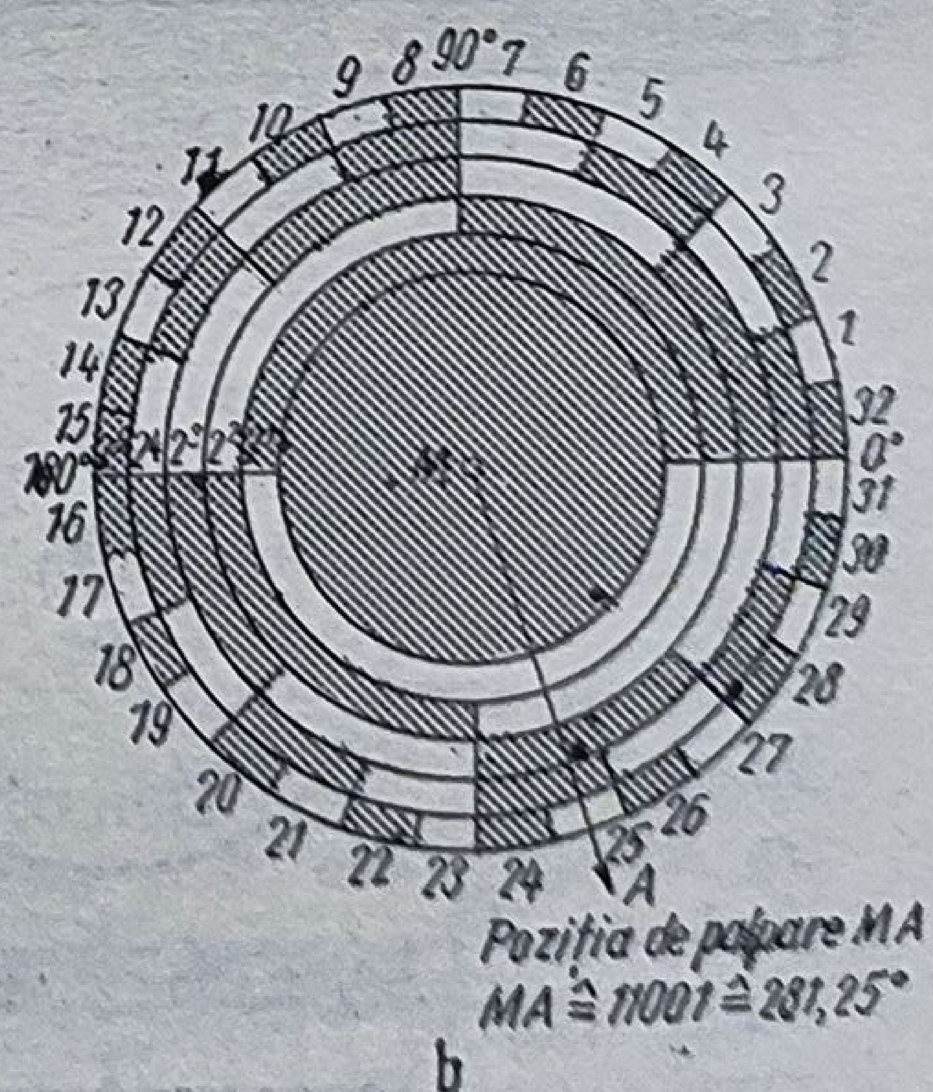
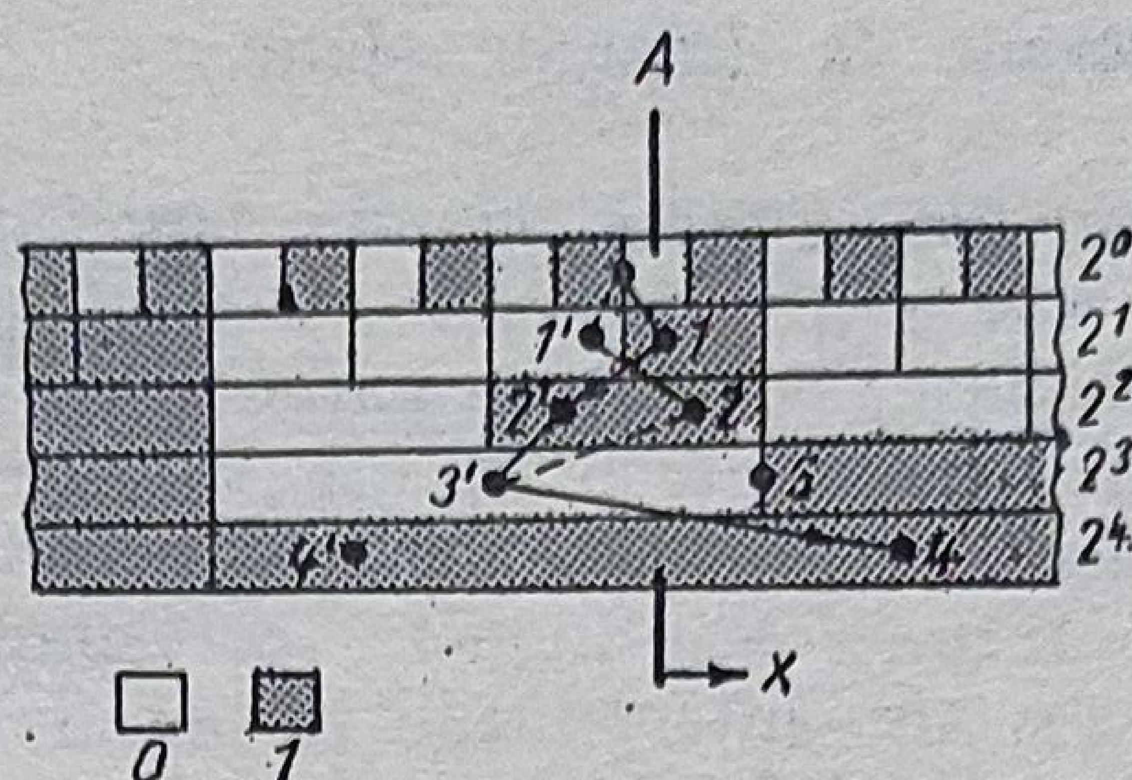




Fig. 4.37. Rigle și discuri codificate:
*a* — riglă cu n piste, palpată cu $(2n-1)$ fotodiode dispuse în $V$; *b* — disc codificat palpat radial.

Fig. 4.38. Raster cu 5 piste codificat dual și palpat în „V".




captat de elemente fotoreceptoare care transformă semnalele optice în semnale electrice. Rezoluția este determinată de pasul scării și de unitatea de palpare. Din fig. 4.37 rezultă că pasul cel mai mic se află pe pista $2^0$. De exemplu, la sistemul liniar *LIC* (J. Haidenhein) lățimea fantelor ($p/2$) sînt astfel: 0,005 pe pista $2^0$; 0,10 pe pista $2^1$; 0,2 pe $2^2$; 0,4 pe $2^3$; 0,8 pe $2^4$ etc.

Poziția relativă dintre măsura codificată și unitatea de palpare este indicată de regulă prin 0 (Nu) sau 1 (Da).

În fig. 4.37 cele două măsuri codificate dual sînt prevăzute cu cîte cinci piste.

Rezoluțiile pentru pistele *I* ... *V* ale discului din fig. 4.37, *b*, indicate de la interior spre exterior, sînt următoarele $360°: 2^1 = 180°$; $360°: 2^2 = 90°$; $360°: 2^3 = 45°$; $360°: 2^4 = 22,50°$ și $360°: 2^5 = 11,25°$. În dreptul unității de palpare *MA* se poate citi: $2^1 + 2^2 + 0 + 0 + 2^6 = 180° + 90° + 0° + 0° + 11,25° = 281,25°$. Se mai poate scrie: $\overline{MA} \triangleq 11001 \triangleq 281,25°$.

Pentru citirea riglelor și discurilor codificate se folosește o unitate de palpare (cap de citire) cu fotodiodele așezate în formă de *V* răsturnat, conform metodei lui KLIEVER W.H. (V. Engng. 3, 1956, Nr.11, p. 107—113). Acest mod de palpare prezintă avantajul că riglele nu trebuie să fie executate prea precis.

Palparea este astfel comandată încît se folosește numai un cîmp precis de palpare. De exemplu, dacă prin pista $2^0$ trece lumină, se folosește elementul din stînga al pistei $2^1$ pentru citire (v. fig. 4.38). Dacă elementul $2^0$ nu este iluminat se citește pe elementul $2^1$ din dreapta. Mai departe, semnalul pentru palpare al elementului utilizat pe pista $2^1$ este astfel programat încît să se citească fie elementul din stînga, fie cel din dreapta, de pe pista $2^2$ ș.a.m.d.

La sistemele codificate dual se poate realiza și o divizare electronică de 1/2 pe pista $2^0$, folosind rețele cu diferență de fază de 90° (deplasare: $p/4$).

În schema electrică există și un element de referință pentru semnalul emis de lampă.

## 4.11. Rețele de difracție

Rețeaua de difracție este un element optic în formă de lamă plan paralelă sau de lentilă plan-cilindrică prevăzute cu benzi paralele echidistanțate, cu diferite profiluri, opace și trasparente ori reflectante și absorbante, realizate prin diferite procedee, pe suprafața plană, respectiv pe cea cilindrică (paralele cu axa cilindrului). Pasul rețelei reprezintă constanta *s* a acesteia, iar inversul acesteia reprezintă frecvența spațială sau numărul *N* de linii/mm. Rețelele pot fi de amplitudine și de fază.

### 4.11.1. Reţele de difracţie plane

a. *O reţea amplitudine plană*, care funcţionează prin transmisie (v. fig. 1.14, *a*) este constituită dintr-o lamă plan-paralelă (suport) prevăzută cu benzi paralele opace şi transparente de lăţime egală cu $s/2$. Un fascicul monocromatic paralel este difractat sub diferite unghiuri $\alpha_k$. Un sistem convergent reuneşte aceste fascicule în planul său focal imagine, formînd benzi luminoase şi întunecoase înguste, corespunzătoare diferitelor unghiuri de difracţie $\alpha_k = k\ \lambda/s$. Intensităţile în benzile $F_1'$, $F_2'$ ... sînt mai mici decît în banda de ordinul zero.

Reţeaua de transmisie trebuie situată cu baza mare a elementului opac (absorbant) spre observator. În unghiul profilului acestui element nu trebuie să ajungă lumina reflectată pe pereţii laterali ai elementului opac care, de regulă, este triunghiular sau trapezoidal.

b. *O reţea sinusoidală* este o reţea de difracţie la care transmisia în amplitudine are loc după legea $\cos^2 x$. Această reţea se caracterizează prin aceea că în fasciculele incidente paralele, se formează benzi de difracţie numai de ordinele 0 şi 1, adică, în planul focal imagine al obiectivului apar numai imaginile $F_0'$ şi $\pm F_1'$.

Reţele sinusoidale cu $N = 1800$ linii/mm au fost realizate pe plăci holografice în Catedra de fizică a Institutului Politehnic din Bucureşti.

c. *O reţea de fază plană*, care funcţionează prin transmisie este o lamă plan-paralelă cu grosime variabilă (fig. 4.39, *a*), avînd indicele de refracţie $n$ şi diferenţa înălţimilor proeminenţelor $h = d_1 - d_2$. Notînd cu: $d_1 = q_1\lambda'$, $d_2 = q_2\lambda'$, $\alpha$ — unghiul de difracţie $b_1$ şi $b_2$ — lăţimea benzilor, $\lambda$, $\lambda'$ — lungimile de undă în aer, respectiv în sticlă, se poate scrie diferenţa de fază

$$\Delta\delta = \delta_1 - \delta_2 = 2\pi\left[(d_1 - d_2)\left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda}\right) + \frac{b_1 + b_2}{2\lambda}\sin\alpha\right] = \frac{2\pi}{\lambda}\left[(q_1 - q_2)(\lambda - \lambda') + \frac{b_1 + b_2}{2}\sin\alpha\right] = 2\pi\left[h\,\frac{\lambda - \lambda'}{\lambda\lambda'} + \frac{s}{2\lambda}\sin\alpha\right]. \tag{4.6}$$

d. *La reţelele de difracţie de fază, care funcţionează prin reflexie*, ordinele de difracţie se află pe direcţiile: $\overline{\alpha}_0 - \alpha = k\lambda/s$ în care $\overline{\alpha}_0$ reprezintă unghiul direcţiei razei reflectate faţă de planul reţelei. Se poate scrie: $\overline{\alpha}_0 = 180° - \hat{\alpha}_0 = -\alpha_0$ şi deci $\sin\alpha_0 + \sin\alpha = -k\lambda/s$. (4.7)

Dacă profilul este dreptunghiular, adică reţeaua este laminară (v. fig. 1.14, *b*), între fasciculele reflectate pe benzile proeminente şi pe benzile denivelate cu mărimea $h$ (fig. 4.39, *a*) apare o diferenţă de fază $\delta = 4\pi\ h/\lambda$. Pentru $h = \lambda/4$ rezultă $\delta = \pi$ şi întreaga energie este conţinută în spectre.

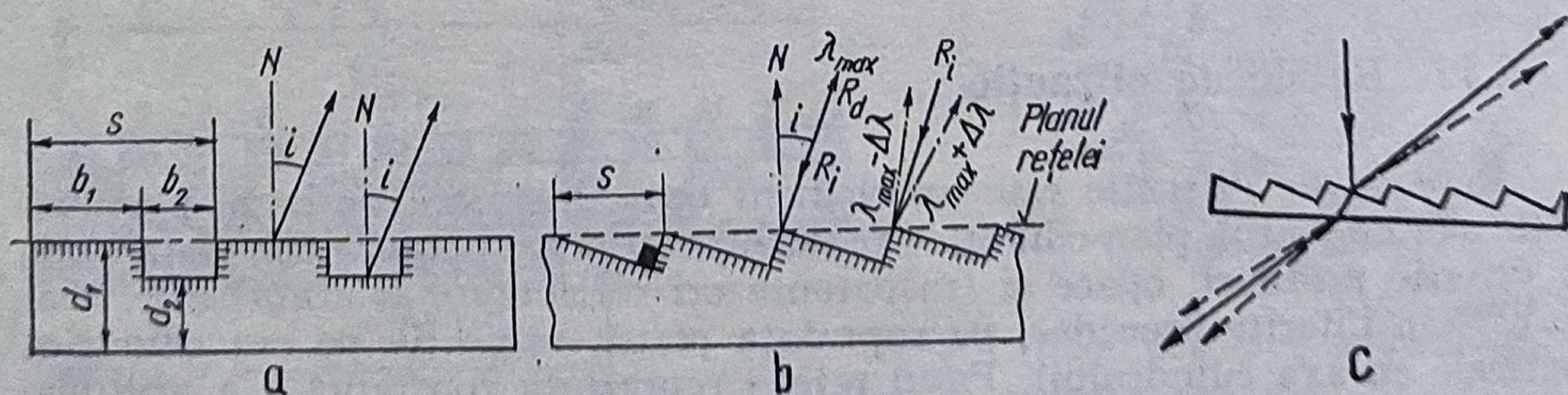



Fig. 4.39. Reţea de fază plană:
*a* — laminară, reflexie; *b* — fierăstrău, reflexie; *c* — fierăstrău, transmisie.

Intensitatea în ordinele impare este $I \sim \frac{1}{k^2}\left(1 - \cos\frac{4\pi h}{\lambda}\right)$, iar în ordinul zero este $I_0 \sim \left(1 + \cos\frac{4\pi h}{\lambda}\right)$. Așadar, intensitatea maximă are loc pentru $\lambda_0 = 4\ h$ în banda de ordinul 1. Rețeaua laminară se folosește în $uV$ pentru $\lambda < 0{,}30$ μm.

e. *Rețeaua de reflexie plană cu profilul în ferăstrău* (fig. 4.39, *b*) trebuie să aibă unghiul profilului de 90°, iar direcția de observare să coincidă cu raza incidentă, pentru a se obține intensitatea maximă. Astfel, pentru $i' = i$ în $k\lambda = s\ (\sin i' + \sin i)$ rezultă $\lambda_{max} = 2\ s\ \sin i/k$. Se observă că pentru fiecare unghi de difracție $\sigma_k$ se obține o lungime de undă de maximă intensitate.

Rețeaua se folosește pentru domeniile $UV$, $V$, și $IR$.

Fasciculul incident trebuie să fie perpendicular pe flancul lung. Diferența de drum optic este $\Delta = 2\ s\ i$ și diferența de fază $\delta = 4\pi s\ i/\lambda$. Pentru a exclude influența neomogenității materialului, se preferă rețelele executate pe suprafețe metalice care, nefiind absorbante, pot fi utilizate și pentru domeniile $UV$ și $IR$.

### 4.11.2. Rețele de difracție concave

Rețelele de difracție concave au suportul în formă de lentilă plan-concavă, cu profilul reflectant, executat pe suprafața concavă, care devine oglindă. Aceste rețele se execută pentru tot domeniul spectral și mai ales pentru ultraviolet. Divizarea uniformă se face pe coarda paralelă cu axa $Oy$, care este tangentă la cercul Rowland $\Gamma$ al cărui diametru este egal cu raza rețelei.

Rețeaua concavă acționează convergent și deci înlocuiește obiectivul lenticular în aparatele spectrale. Așadar, obiectul $A$ și imaginea sa $B$ sînt respectiv pupilele de intrare $P_i$ și de ieșire $P_e$ (fig. 4.40). O secțiune normală a profilului este arătată în detaliul $S$. Se observă că o rază incidentă $AS$

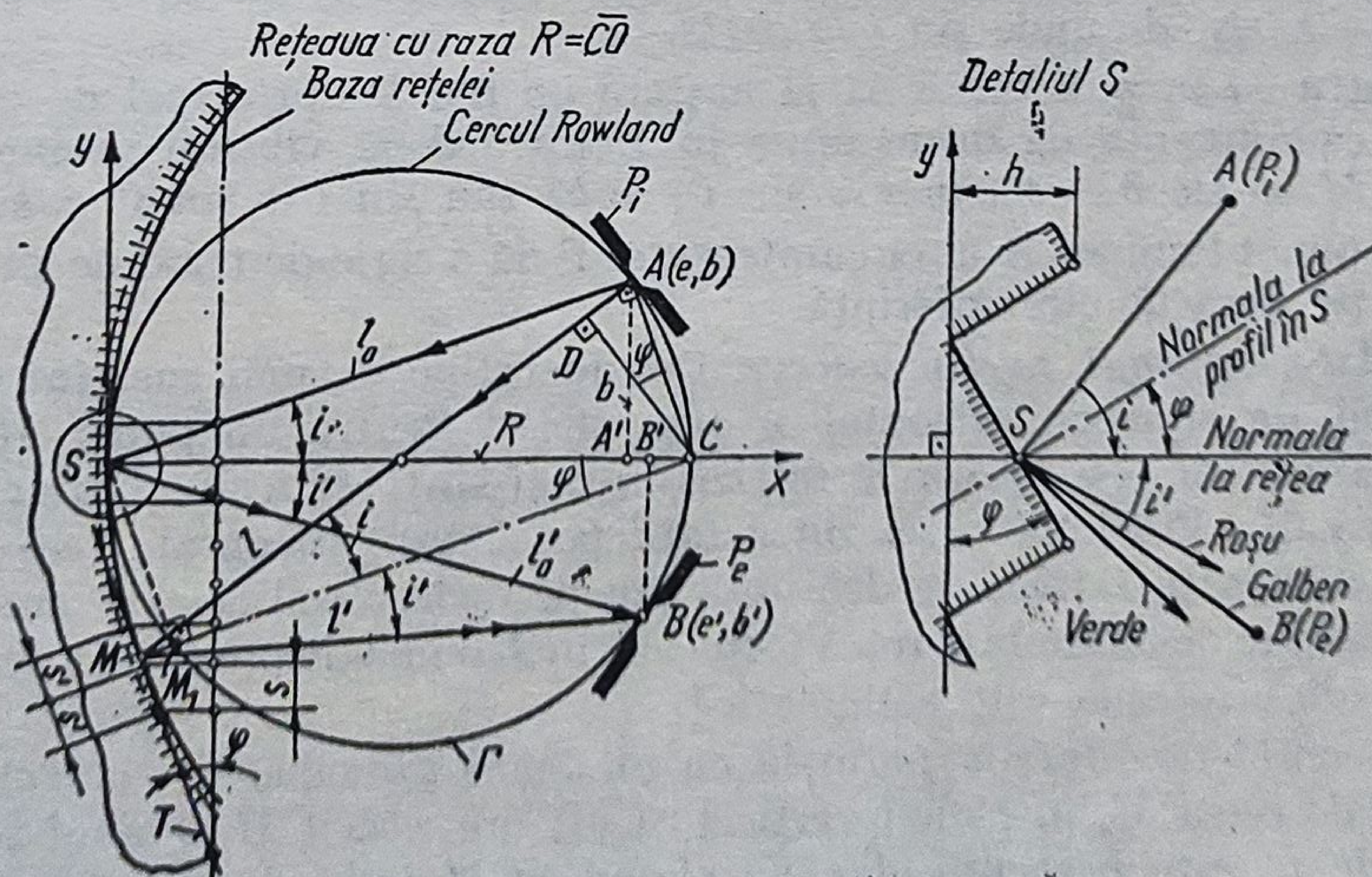



Fig. 4.40. Rețea de difracție concavă.

suferă o difracție și în pupila de ieșire $P_e$ (punctul $B$) iau naștere mai multe imagini ale pupilei de intrare, corespunzător diferitelor radiații ale fasciculului incident.

Dacă pupila de intrare $P_i$ este o fantă, atunci în pupila (fanta) de ieșire $P_e$ apare un spectru de benzi colorate, paralele cu $P_i$, care pot fi observate, fotografiate sau înregistrate, funcție de intensitățile acestora.

Din § 4.1.7 și 4.1.12 se cunoaște că punctele $P_e$ și $P_i$ sînt conjugate stigmatic numai dacă elementul de suprafață reflectant $S$ aparține unui elipsoid cu axa $P_iP_e$ și cu focarele $P_i$ și $P_e$. Prin urmare, profilul rețelei concave corespunde unei familii de elipsoizi confocali, exact ca la oglinzile Fresnel oblice (v. fig. 4.15 și 4.16), cu deosebirea că pasul trebuie astfel ales încît suma distanțelor pupilelor la punctul de incidență $S$ să fie un multiplu de $\lambda$, pentru ca fasciculele difractate să interfereze. în $P_e$.

Prin urmare, spectrele de difracție iau naștere prin interferența undelor de aceeași culoare și fază, difractate de diferite profiluri ale rețelei reflectante.

Dar oglinda fiind cilindrică, cu axa cilindrului paralelă cu rizurile, adică perpendiculară pe planul figurii, stigmatismul este realizat numai în planul figurii; în planul axial și într-un plan oarecare apare astigmatismul. Se înțelege că, din acest motiv, fanta $P_i$ nu poate fi decît paralelă cu axa cilindrului.

Cu notațiile din fig. 4.40 se poate scrie ecuația generală a rețelelor plane și respectiv proiecția pasului $s$ pe tangenta la cilindru:

$$\sin\, i + \sin\, i' = k\lambda/s \;\; \text{și} \;\; s' = s/\cos\, \varphi. \tag{4.7}$$

Orice punct $S$, $M$, ..., al rețelei $R$, trebuie să verifice ecuația. Pentru punctul $S$ se poate scrie: $s \sin i + s' \sin i' = k\lambda = 0$, adică $s' \sin i' = s \sin i$, (deoarece în punctul $S$, proiecția pasului $s$ este tot $s$). Așadar, se poate scrie: $\sin i' = \sin i \cos\varphi$. Se observă că în $\Delta ACD$ există relațiile: $CD = R \sin i = AC \cos\varphi$ și $\sin i' = \sin i \cos\varphi$. Deoarece este avantajos să se folosească un spectrograf cu autocolimație, unde $i' = i$, rezultă $\sin i + \sin i' = k\lambda/s$ sau $2 \sin i = k\, \lambda/s$, de unde $\sin i = k\lambda/2s$.

Pentru ca în punctul $B$ să ia naștere un maxim principal de ordinul $k$ trebuie ca diferența de drum optic în $B$ între două vibrații vecine difractate în $M$ să fie $\delta = s\,(\sin i + \sin i') = k\lambda$ sau $\sin i + \sin i' = kN\lambda$.

Un punct luminos $A$ al circumferenței $\Gamma$ dă o serie de maxime principale situate pe această circumferință.

a. *Astigmatismul rețelei concave.* Considerațiile de mai sus sînt valabile în planul de simetrie orizontal $\pi$ (fig. 4.41). Pentru un punct $M$, situat deasupra acestui plan, reperele rețelei nu mai sînt verticale și raza $AM$ nu este normală. Proiecția razei difractate pe planul orizontal trece prin $B$, însă raza difractată trece pe deasupra sau pe dedesubtul acestui punct. Razele difractate de ansamblul rețea formează în $B$ o imagine în formă de dreaptă focală, adică rețeaua este astigmatică.

Se consideră difracția normală cu maximul principal în centrul $C$. Un element de rețea $M$, în planul vertical $SCM$, are raza $CM$. Planul secțiunii principale $\pi'$ este perpendicular pe planul $SCM$ trecînd prin dreapta $MC$,

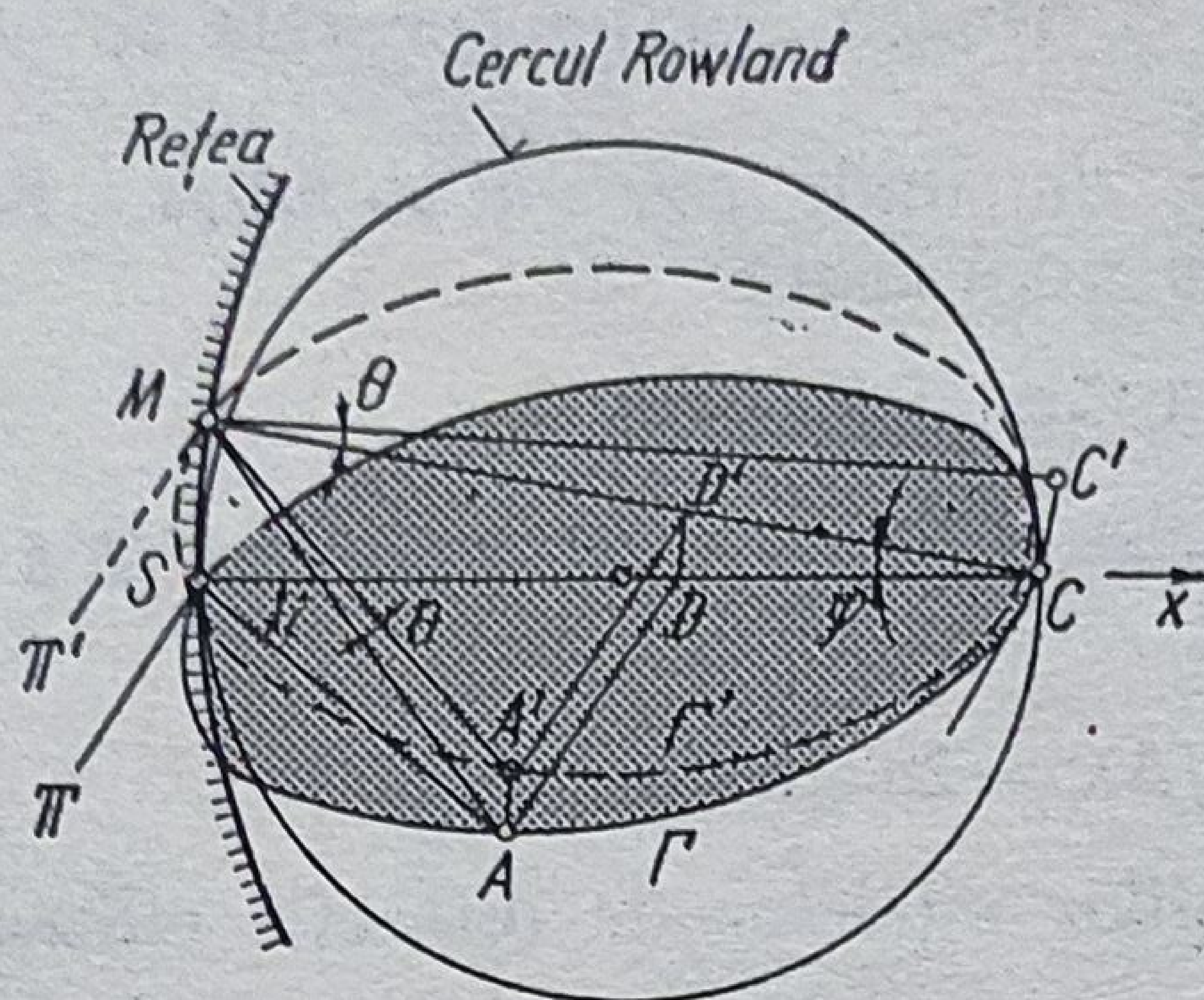



Fig. 4.41. Rețea de difracție concavă astigmatică.

adică este planul circumferinței Γ' de diametru $MC$, în care $\overline{SM} = l \ll \overline{SC} = R$. Între planele $\pi$ și $\pi'$ există unghiul $\varphi$.

Se consideră $A'$ ca proiecție a sursei $A$ pe planul $\pi'$ și $A'M$ — proiecția razei incidente $AM$ pe acest plan. Deoarece unghiul $\varphi$ este mic ,se poate scrie: $\sphericalangle A'MC = \sphericalangle ASC = i$. De la difracția printr-o deschidere rectangulară se cunoaște că raza $MC'$ difractată de o mică rețea în $M$ se proiectează pe planul $\pi'$ ca normala rețelei $MC$ și se află în acest plan $SCM$.

Înălțimea $CC'$ se calculează astfel: se consideră că unghiurile $\varphi$ și $\theta$ sînt mici și că $D$ și $D'$ sînt proiecțiile punctelor $A$ și $A'$ pe planul vertical $SMC$.

$$SA = SC \cos i = R \cos i;\ SD = SA \cos i = R \cos^2 i;\ CD = SC - SD = $$
$$= R \sin^2 i;\ AA' = DD' = \varphi CD = R\ \varphi \sin^2 i;\ \theta = AA'/AM = AA'/SA =$$
$$= \varphi\ \text{tg}\, i \sin i;\ CC' = CM \cdot \theta = SC\theta = R\ \varphi \sin i\ \text{tg}\, i = l \sin i\, \text{tg}\, i.$$

Deoarece unghiul $\varphi$ este foarte mic, dreapta $CC'$ este perpendiculară pe planul $\pi'$, adică este verticală. După difracția normală pe rețeaua sferică, toată lumina izvorîtă din $A$ este concentrată pe dreapta verticală de înălțime $h = 2\ CC' = 2l \sin i \text{tg}\, i$. Spre exemplu, pentru $i = 45°$ și $2l = 4$ cm (lățimea rețelei) rezultă $h = 28$ mm. Pentru alte ordine se obțin alte focale repartizate pe circumferința Γ. Unui unghi $\Delta i'$ al razelor difractate îi corespunde un arc de pe circumferința Γ de $2\Delta i'$ și dispersia devine

$$\Delta d = \frac{R}{2} \cdot 2\, \Delta i' = R\, \Delta i' = kRN\ \Delta\lambda/\cos i'.$$

Se obține un spectru normal pentru $i' = 0$, adică atunci cînd placa fotografică $P$ este situată în $C$, avînd normala $SC$. În acest caz, sursa $A$ trebuie plasată pe cercul Rowland la distanța unghiulară $\sin i = kN\lambda$. Exemplu: Pentru $N = 500$ linii/mm, $\lambda = 0{,}5\ \mu$m, $k = 3$ se obține $\sin i = 3 \cdot 500 \cdot 0{,}5 \cdot 10^{-3} = 0{,}75$ de unde $i = 48°30'$. Dacă $R = 5$ m, atunci $\Delta d = 3 \cdot 5\,000 \cdot 500 \cdot \Delta\lambda = 7{,}5 \cdot 10^6\ \Delta\lambda$. Pentru $\Delta\lambda = 1$ Å, $\Delta d = 7{,}5 \cdot 10^6$ Å $= 0{,}75$ mm.

Dacă pe placa fotografică $P$ (v. fig. 4.40) imaginea de ordin $k$ pentru raza $\lambda$ se suprapune cu imaginea de ordin $k'$, lungimea de undă $\lambda'$ se determină astfel: $\sin i - \sin i' = kN\lambda = k'N\lambda' \Rightarrow \lambda' = k\lambda/k'$.

b. *Dispersia unghiulară*. Se derivează ecuația generală sin $i$ + sin $i' = k\lambda/s$ și se consideră $i = const$:

cos $i\,di$ + cos $i'di' = k\,d\lambda/s$, de unde cos $i\,di = kd\lambda/s$. Pentru $i' \approx i$ rezultă 2 sin $i' = k\lambda/s$ și disperia unghiulară

$$D_u = di'/d\lambda = 2\ \mathrm{tg}\ i'/\lambda. \quad (4.8)$$

c. *Rezoluția R*. $\Delta i_e = \lambda/s \cos i' = 2\ \mathrm{tg}\ i'\ \Delta\lambda/\lambda$; $\Delta\lambda = \lambda^2/2\ s \sin i$ și rezoluția este

$$R = 1/\Delta\lambda = 2a \sin i'/\lambda. \quad (4.9)$$

Un amplu studiu al aberațiilor rețelelor de difracție cilindrice a fost întocmit de W. Werner.

Rețelele de difracție nu se utilizează numai în construcția aparatelor spectrale, ci și în construcția mijloacelor fototoelectrice de măsurare a deplasărilor liniare și unghiulare.

## 4.12. Rețele incrementale

Rețelele incrementale se folosesc în construcția mijloacelor fotoelectrice de măsurare a deplasărilor liniare și unghiulare precum și a altor mărimi fizice legate matematic de aceste deplasări. Ele se execută avantajos prin procedee fotolitografice și cu instalații interferențiale (holografice).

Rețelele incrementale au frecvența spațială $R$ între 40 și 250 linii/mm, pot fi iluminate *DIA* sau *EPI*, adică pot fi de transmisie ori de reflexie, și pot influența fie amplitudinea, fie faza undei incidente. După formă, rețelele pot fi: liniare, radiale, circulare, zone Fresnel ori de alte forme. Rețelele care modifică amplitudinea se mai numesc și „rețele Ronchi". Rețelele liniare executate prin copiere se mai numesc și Merton.

O rețea incremantală conține același număr de spații egale, transparente și opace ori reflectante și absorbante. Două spații consecutive formează „pasul (constanta) rețelei" în mm, iar inversul pasului constituie „frecvența spațială" în număr de linii 1 mm. Frecvența spațială la rețele unghiulare se determină luînd în considerare diametrul mediu al coroanei divizate.

În construcția mijloacelor de măsurare se folosesc însă și rețele de difracție (rețele cu frecvență mare) unde fenomenul nu poate fi neglijat.

În fig. 4.42, *a* este reprezentat un sistem fotoelectric pentru măsurarea lungimilor (J. Heidenhaim), unde se observă că rigla de măsurare cu rețeaua $R_m$, iluminată *DIA* de lampa $L$ și condensorul $K$, este interpolată de un vernier $R_v$ prevăzut cu patru grupe de rețele, fiecare fiind defazată față de precedenta cu $\varphi = 90°$, respectiv cu un sfert de pas. În afară de aceasta, rigla $R$ este prevăzută cu o rețea de referință $R_0$ situată la distanțe neegale, iar $R_v$ conține o fereastră de palpare inferioară.

După rețeaua $R_v$ se află situat sistemul de captare a intensității luminoase alcătuit din 5 fotoelemente cu Si și electronica de prelucrare a semnalelor. Cele 4 fotoelemente $E_{11}$, $E_{12}$ și $E_{21}$, $E_{22}$ dau tensiunile $U_{11}$, $U_{12}$, $U_{21}$ și $U_{22}$ astfel: $U_{11} = K_e + a_e \sin\alpha$, $U_{12} = K_e + a_e \sin(\alpha + 180°)$; $U_{21} = K_e + a_e \sin(\alpha + 90°)$ și $U_{22} = K_e + a_e \sin[(\alpha + 90°) + 180°]$. Așadar, $U_{12}$

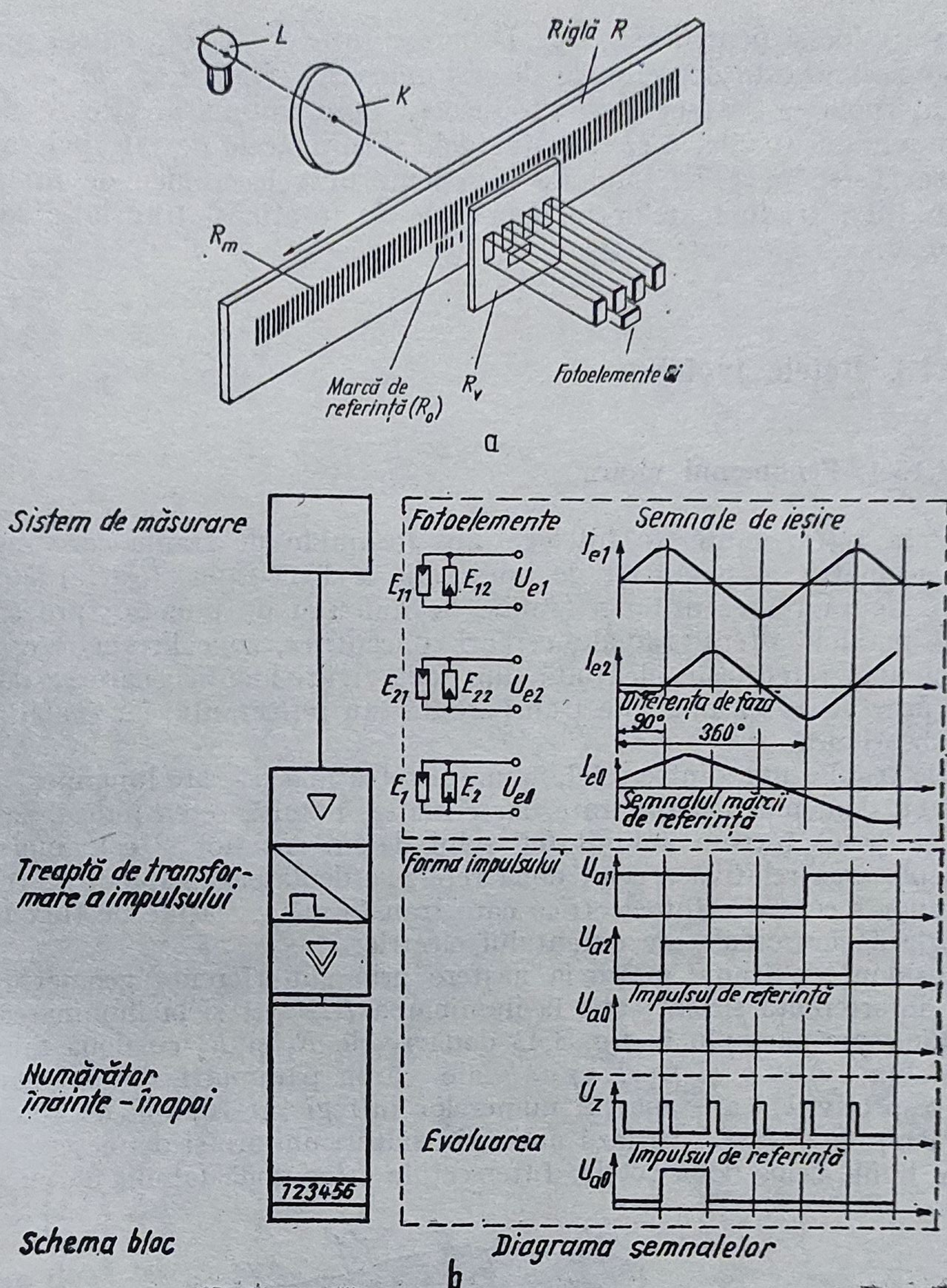



Fig. 4.42. Rețeaua incrementală liniară:
*a* — modul de citire cu fotoelemente din Si; *b* — schema bloc și diagrama semnalelor.

este în contrafază cu $U_{11}$ și $U_{22}$ în contrafază cu $U_{21}$. Prin conectare antiparalelă semnalele perechilor de elemente se suprapun astfel încît semnalele rezultate sînt $U_{e1} = U_{11} - U_{12}$ și respectiv $U_{e2} = U_{21} - U_{22}$. Făcînd diferențele, constanta $K_e$ se reduce și, deoarece $\sin(\alpha + 180°) = -\sin\alpha$ rezultă $U_{e1} = 2a_e \sin\alpha$ și $U_{e2} = 2a_e \sin(\alpha + 90°)$. Aceste semnale $U_{e1}$ și $U_{e2}$ sînt transformate în semnalele dreptunghiulare $U_{a1}$ și $U_{a2}$. În capul de palpare, iau naștere și semnalele inverse $\overline{U}_{a1}$ și $\overline{U}_{a2}$. Cînd $U_{a1}$ trece din starea ≪0≫ în starea ≪1≫, trece semnalul $\overline{U}_{a1}$ din starea ≪1≫ în starea ≪0≫. Cînd $U_{a1}$ trece de la ≪1≫ la ≪0≫, trece $\overline{U}_{a1}$ de la ≪0≫ la ≪1≫. Acest

proces are loc și pentru $U_{a2}$, $\overline{U}_{a2}$. Deoarece între $\overline{U}_{a1}$ și $U_{a1}$ există un defazaj de 180° se vorbește de semnale de ieșire inverse (fig. 4.42, *b*).

Interpolarea se face prin producerea unui impuls la fiecare muchie a dreptunghiului (v. fig. 4.22, *b*). Metodele și mijloacele de interpolare electronică se găsesc în § 7.2. Metode și scheme optoelectronice de prelucrare a informațiilor traductoarelor incrementale de rotație și translație se descriu în cap. 7.

## 4.13. Rețele moiré

### 4.13.1. Fenomenul moire

Prin rețea moiré se înțelege un ansamblu de franje care reprezintă locul geometric al punctelor de intersecție a două figuri (rețele) suprapuse, fiecare figură reprezentînd o familie de linii sau de puncte, spre exemplu, drepte paralele, drepte radiale, cercuri concentrice, zone Fresnel etc. Fiecare linie a unei rețele este alcătuită din două figuri identice care se deosebesc doar prin aceea că una este transparentă sau reflectantă, iar cealaltă opacă sau absorbantă.

De regulă, una dintre rețele, numită rețea măsură, are lungimea efectivă egală cu domeniul de măsurare, iar cealaltă, numită rețea indice, sau rețea vernier, joacă într-un anumit fel, rolul de interpolator și este mai scurtă. La deplasarea relativă a celor două rețele se deplasează tabloul de franje în fața unor receptoare fotoelectrice care transformă variațiile de flux luminos în variații sinusoidale ale curentului electric.

Tabloul de franje moire ia naștere prin „interferența geometrică" sau prin „interferența fizică", atît la iluminarea *DIA* cît și la iluminarea *EPI*.

Fie, spre exemplu în fig. 4.43 două rețele $R_1$ și $R_2$ cu două familii de curbe $F(x, y) = h$ și $G(x, y) = k$ ale căror parametri de indexare sînt $h$ și respectiv $k$, care aparțin numerelor întregi în sistemul de coordonate $x0y$. Parametrii $k$ și $h$ variază numai în salturi unitare și definesc d[illegible]le dintre liniile celor două rețele. Intersecțiile celor două familii de curbe for-

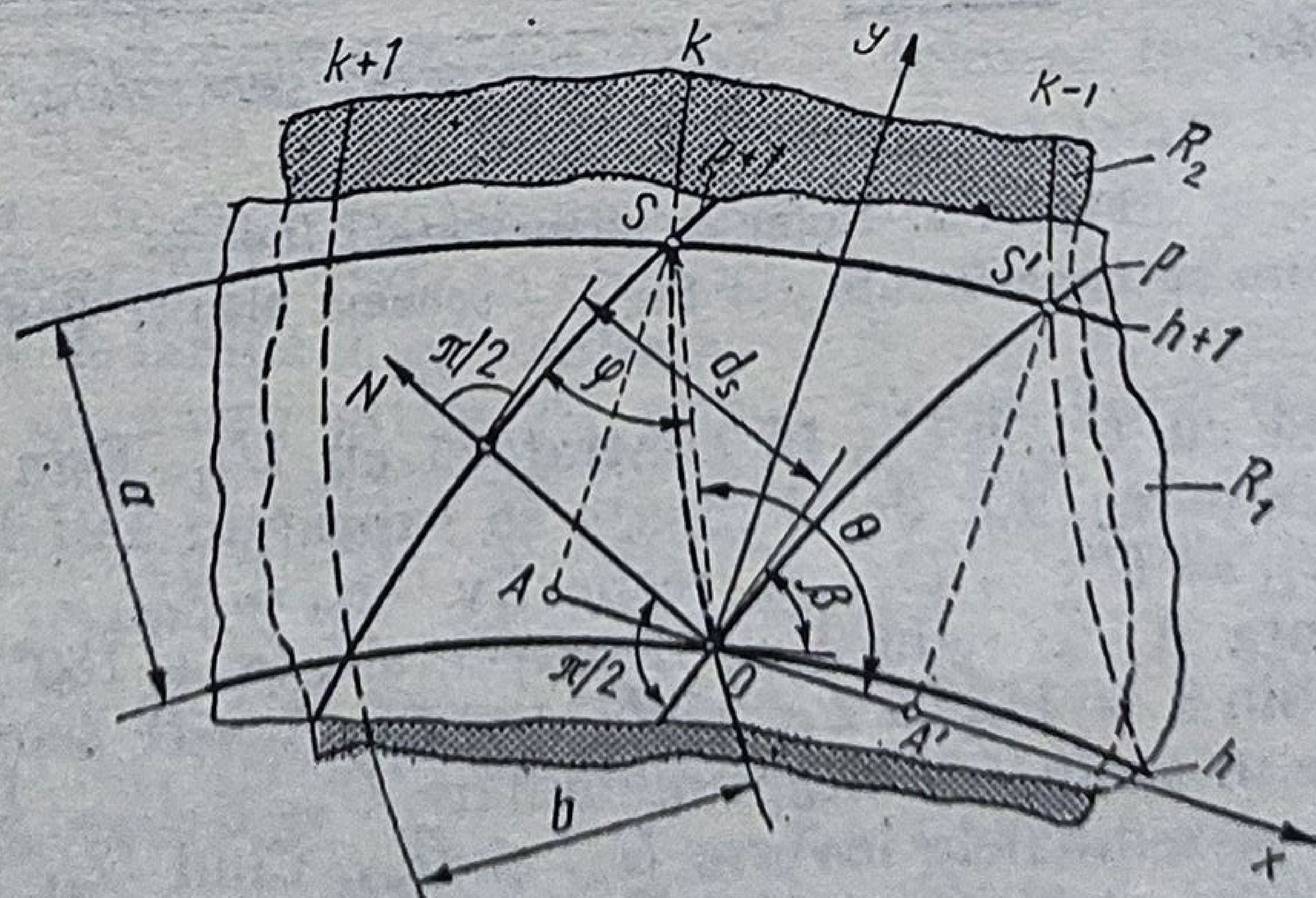



Fig. 4.43. Schemă pentru calculul interfranjei sustractive moiré.

mează familia de franje moire indexată $M(x, y) = p$. Indicele de indexare definesc distanțele dintre liniile celor două rețele. Intersecțiile celor două familii de curbe formează familia de franje moire indexată $M(x, y) = p$. Indicele de indexare $p$ al franjelor satisface condiția: $h \pm k = p$.

Se constată că iau naștere suprafețe patrulatere, de intensitate luminoasă maximă, cu diagonalele mici pe linia care unește axele benzilor opace. Aceste diagonale corespund „franjelor transversale", care satisfac ecuația $h - k = p_s$, franje care sînt vizibile și care se numesc sustractive; ele formează unghiul $\beta$ cu axa $Ox$. Franjele situate de-a lungul diagonalelor mari satisfac condiția $h + k = p_a$ și sînt aditive; ele nu sînt observabile.

Prin rotirea rețelelor au unghiul $\theta$ se modifică pozițiile franjelor și distanța $d$ dintre ele. La un moment dat franjele sustractive devin aditive și invers. Această linie de frontieră corespunde cazului în care liniile rețelelor sînt perpendiculare.

Dacă rețelele au aceeași constantă $a = b$, franjele sînt perpendiculare pe bisectoarea unghiului $\theta$. Cînd $\theta = 0°$, și rețelele au aceeași constantă $a = b$, franjele se formează la infinit, iar cînd constantele diferă cu o mărime $\varepsilon$. Acestea se numesc „franje longitudinale" și sînt folosite la măsurarea incrementală (v. § 4.12).

Ecuațiile celor două familii de franje, corespunzătoare celor două diagonale, sînt: $M_a(x, y) = p_a$ și $M_s(x, y) = p_s$. Ecuația unei franje sustractive este $M_s(x, y) = F(x, y) - G(x, y) = h - k$,
iar cea a unei franje aditive este $M_a(x, y) = F(x, y) + G(x,y) = h + k$.

În zona de frontieră, franjele fiind perpendiculare, și diagonalele egale, se poate scrie produsul coeficienților unghiulari egal cu minus unu: $F'_x/F'_y \cdot G'_x/G'_y = -1$.

Așadar, ecuația limită de frontieră, unde franjele nu se văd, datorită distribuției uniforme a luminii, este

$$\psi(x, y) = F'_x G'_x + F'_y G'_y = 0. \tag{4.10}$$

În cazul suprapunerii unor rețele oarecare pot fi vizibile simultan ambele tipuri de franje (aditive și sustractive), separate de zona de frontieră.

Din fig. 4.43 rezultă mărimea franjei sustractive $d_s = \overline{OS} \sin \varphi$ în care $\overline{OS}^2 = \left(\frac{\partial y}{\partial p}\right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)^2$, $\overline{OA} = \frac{\partial x}{\partial p}$ și $\overline{AS} = \frac{\partial y}{\partial p}$, $\partial p$ fiind diferența indicelor dintre două franje consecutive ($\partial p = 1$). Se observă că $\operatorname{tg}\varphi = -M'_x/M'_y$ și $\operatorname{tg}\theta = y'_x/x'_y$. Ținînd seama ca $M'_x x'_p + M'_y y'_p = 1$, rezultă

$$d_s = \partial p/\sqrt{M'^2_x + M'^2_y} = 1/\sqrt{M'^2_x + M'^2_y}.$$

Se mai poate scrie:

$$d_s = 1/\sqrt{(F'_x - G'_x)^2 + (F'_y - G'_y)^2};$$

$$d_s = 1/\sqrt{(F'_x + G'_x)^2 + (F'_y + G'_y)^2}.$$

Pașii celor două rețele sînt:

$$a = 1/\sqrt{F'^2_x + F'^2_y} \text{ și } b = 1/\sqrt{G'^2_x + G'^2_y}, \tag{4.11}$$

iar interfranja este $d = ab/\sqrt{a^2 + b^2 \pm ab \cos \beta}$. (4.12)

în care semnul + se ia pentru franjele aditive, iar — pentru cele sustractive.

Contrastul franjelor este maxim cînd elementele opace și transparente ale rețelei au aceeași lățime.

Dacă pașii rețelelor sînt atît de mici încît sistemul optic nu poate rezolva rețeaua, defectele rețelelor nu influențează forma franjelor.

Dacă spre exemplu, rețeaua $R_1$ se deplasează în direcția $x$ cu mărimea $x_1$, franjele moiré se deplasează perpendicular pe direcția mișcării cu mărimea $x_2 = x_1/\theta$. Cu cît unghiul $\theta$ este mai mic, cu atît deplasarea $x_2$ este mai mare. Deplasării $x_1$ a rețelei îi corespunde o variație a fazei de mărime $2\pi\, x_1/a$, $a = b$ fiind pasul rețelelor. Cînd $x_1 = a$, faza variază cu $2\pi$, adică o franjă ia locul alteia. Acest pas $p \triangleq$ bit poate fi divizat electronic.

### 4.13.2. Modele moiré rezultate din suprapunerea diferitelor familii de curbe

a. *Franje moiré rezultate din suprapunerea a două rețele din linii paralele cu constante diferite.* Funcțiile, și indicii celor două rețele (fig. 4.44) sînt

$$F(x,\ y) = x/b = h;\ h = 0,\ \pm 1,\ \pm 2,\ \ldots, \tag{4.13}$$

$$G(x,\ y) = (x\ \cos\theta - y\ \sin\theta)/a = k;\ k = 0,\ \pm 1,\ \pm 2\ \ldots \tag{4.14}$$

iar ecuațiile franjelor sustractive $h - k = p_s$ sînt

$$x = bh \text{ și } y = x\ \operatorname{cotg}\theta - ak/\sin\theta. \tag{4.15}$$

Eliminînd indicii $h$ și $k$ se obține ecuația franjelor moiré:

$$y = x(b\ \cos\theta - a)/b\ \sin\theta - pa/\sin\theta; \tag{4.16, a}$$

$$y = x\ \operatorname{cotg}\varphi - p\ d/\sin\varphi. \tag{4.16, b}$$

Interfranja $d$ și unghiul $\varphi$ se determină cu formulele

$$d = ab/(a^2 + b^2 - 2ab\cos\theta)^{1/2}, \tag{4.17}$$

$$\sin\varphi = b\sin\theta/(a^2 + b^2 - 2ab\cos\theta)^{1/2}. \tag{4.18}$$

Cînd unghiul $\theta = 90°$, rețelele sînt perpendiculare și nu apar franje moiré. Pentru $(90° - \theta) \in (0, \pi/2)$ franjele sînt vizibile (sustractive); ecuația și panta lor sînt date de formulele:

$$M(x,\ y) = \frac{x}{b} - \frac{x\cos\theta - y\cos\theta}{a}, \tag{4.19}$$

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{b\sin\theta}{b\cos\theta - a}. \tag{4.20}$$

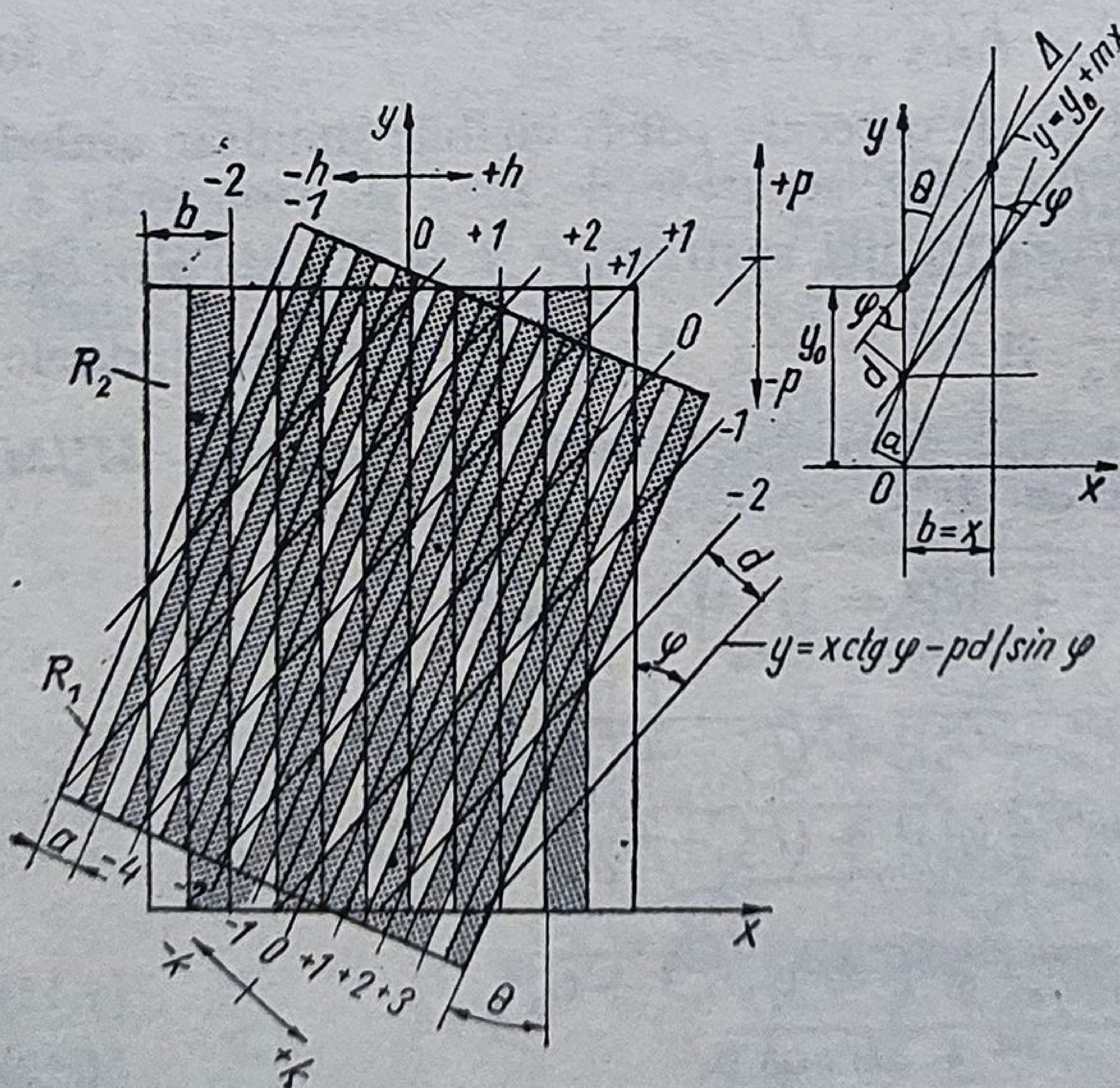



Fig. 4.44. Franje moiré liniare, sustractive și vizibile.

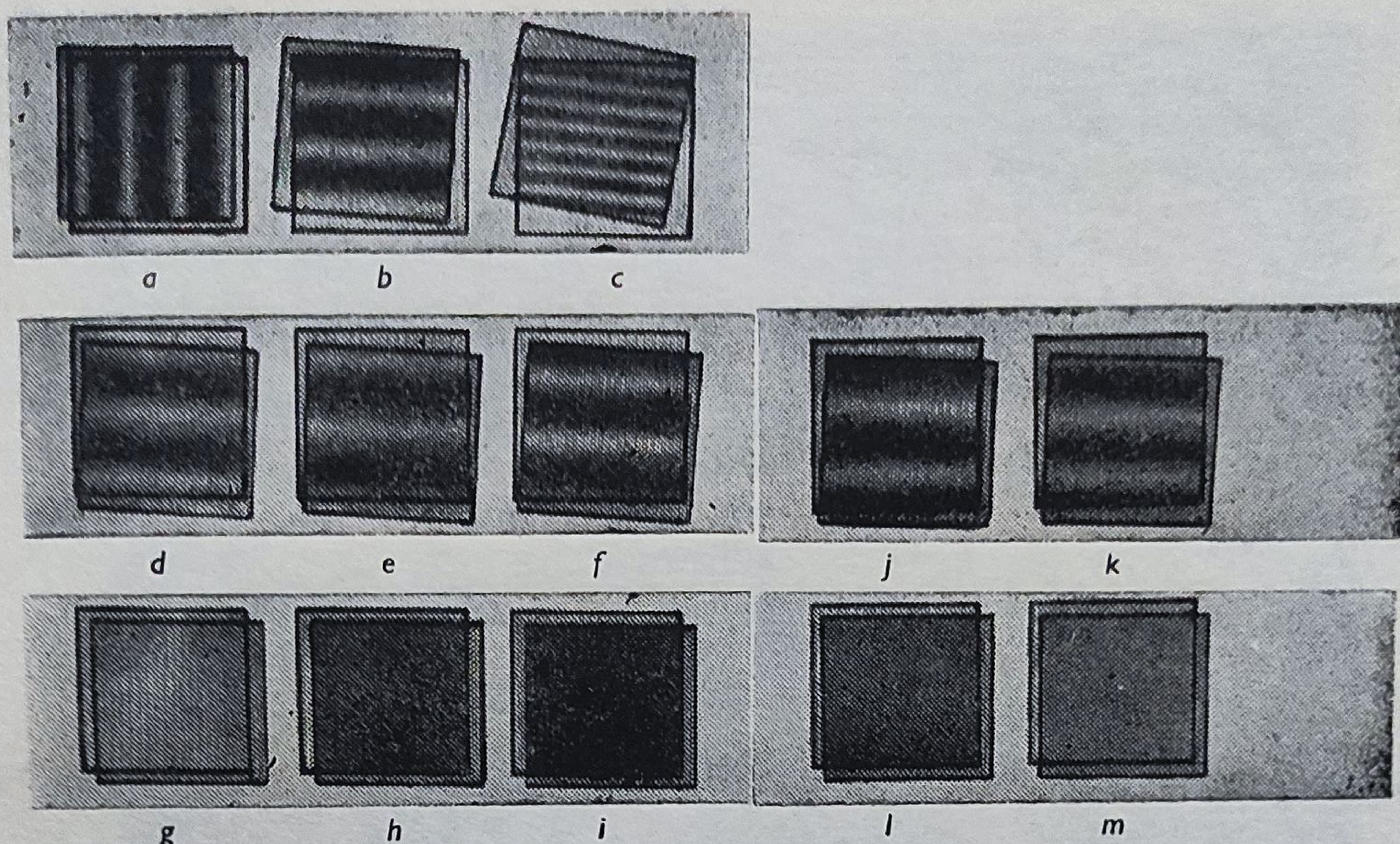



Fig. 4.45. La deplasarea relativă a două rețele liniare se deplasează franjele.

Pentru $a = b$ rezultă $\varphi = (\pi - \theta)/2$, adică franjele sînt perpendiculare pe bisectoarea unghiului $\theta$ (fig. 4.45, *a*, *b*). În acest caz, valoarea interfranjei este

$$d_s = a/2 \sin \frac{\theta}{2} \cdot \tag{4.21}$$

În fig. 4.45, *c* ... *g* se observă că franjele se deplasează în jos atunci cînd una din rețele se deplasează spre dreapta.

Cînd cele două rețele au pașii $a \neq b$ și sînt paralele ($\theta = 0°$), la o deplasare relativă paralelă a rețelelor, iau naștere franje longitudinale (fig. 4.45, *h*), care se deplasează în același sens cu rețeaua mobilă. Dacă însă $a = b$ și $\theta = 0°$, franjele se formează la infinit, adică, la o deplasare relativă, prin cele două rețele ori trece lumină, ori nu trece (fig. 4.45, *i* ... *m*) și deci se poate efectua o „citire incrementală simplă".

b. *Franje moiré rezultate din suprapunerea a două rețele radiale excentrice cu pașii* $\beta$. Se consideră două rețele radiale cu același pas unghiular $\beta$, situate cu centrele pe axa $Ox$ la distanța $2s$ (fig. 4.46). Ecuațiile celor două rețele sînt:

$$F(x, y) = h = \frac{1}{\beta} \operatorname{arc\,tg} \frac{y}{x + s}, \quad y = (x + s) \operatorname{tg} k\beta, \tag{4.22}$$

$$G(x, y) = k = \frac{1}{\beta} \operatorname{arc\,tg} \frac{y}{x - s}, \quad y = (x - s) \operatorname{tg} h\beta, \tag{4.23}$$

iar ecuația curbei de frontieră este

$$\psi(x, y) = \frac{x^2 + y^2 - s^2}{\beta^2[(x + s)^2 + y^2][(x - s)^2 - y^2]} \cdot \tag{4.24}$$

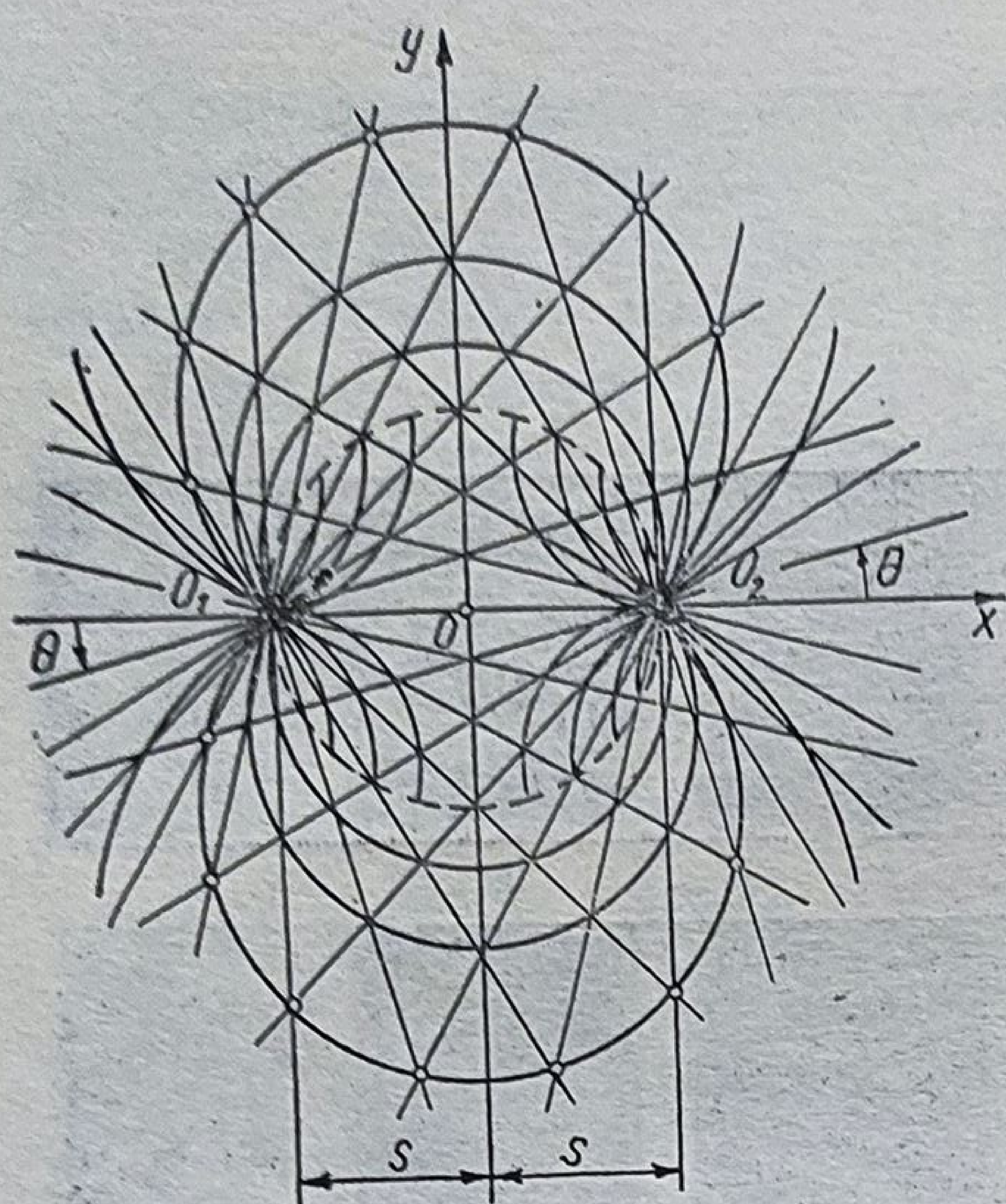



Fig. 4.46. Franje moiré rezultate din suprapunerea a două rețele radiale.

Pentru $\psi(x, y) = 0$ se obține cercul cu diametrul $2s$ și cu centrul în 0. În afara acestui cerc funcția $\psi(x, y)$ este pozitivă, adică apar franje sustractive:

$$M_s(x, y) = \frac{1}{\beta}\left[\operatorname{arc\,tg}\frac{y}{x+s} - \operatorname{arc\,tg}\frac{y}{y-s}\right] = h - k, \quad (4.25)$$

iar în interiorul cercului apar franje aditive:

$$M_a(x, y) = \frac{1}{\beta}\left[\operatorname{arc\,tg}\frac{y}{x+s} + \operatorname{arc\,tg}\frac{y}{y-s}\right] = h + k. \quad (4.26)$$

Cu notațiile $\operatorname{arc\,tg}\frac{y}{x-s} = \delta$ și $\operatorname{arc\,tg}\frac{y}{x+s} = \gamma$ se poate scrie: ecuația franjelor sustractive, $M_s(x, y) = (\delta - \gamma)/\beta$ și apoi, după transformări, rezultă:

$$x^2 + y^2 + 2\,sy\,\operatorname{cotg}\,[M_s(x, y)\,\beta] = s^2, \quad (4.27)$$

care reprezintă o familie de „cercuri apolonice" care trec prin punctele $O_1$ și $O_2$ și au centrele pe axa $Oy$ (v. fig. 4.46).

În interiorul cercului de frontieră se obțin franje aditive în formă de hiperbole echilatere

$$x^2 + y^2 - 2\,xy\,\operatorname{cotg}\,[M_a(x, y)\,\beta] = s^2. \quad (4.28)$$

Franje sustractive apar de la ordinul $m > 90°/\beta°$.

Se observă că pasul franjelor crește pe măsură ce distanța $2s$ (excentricitatea) scade (fig. 4.47, *a* ... *d*).

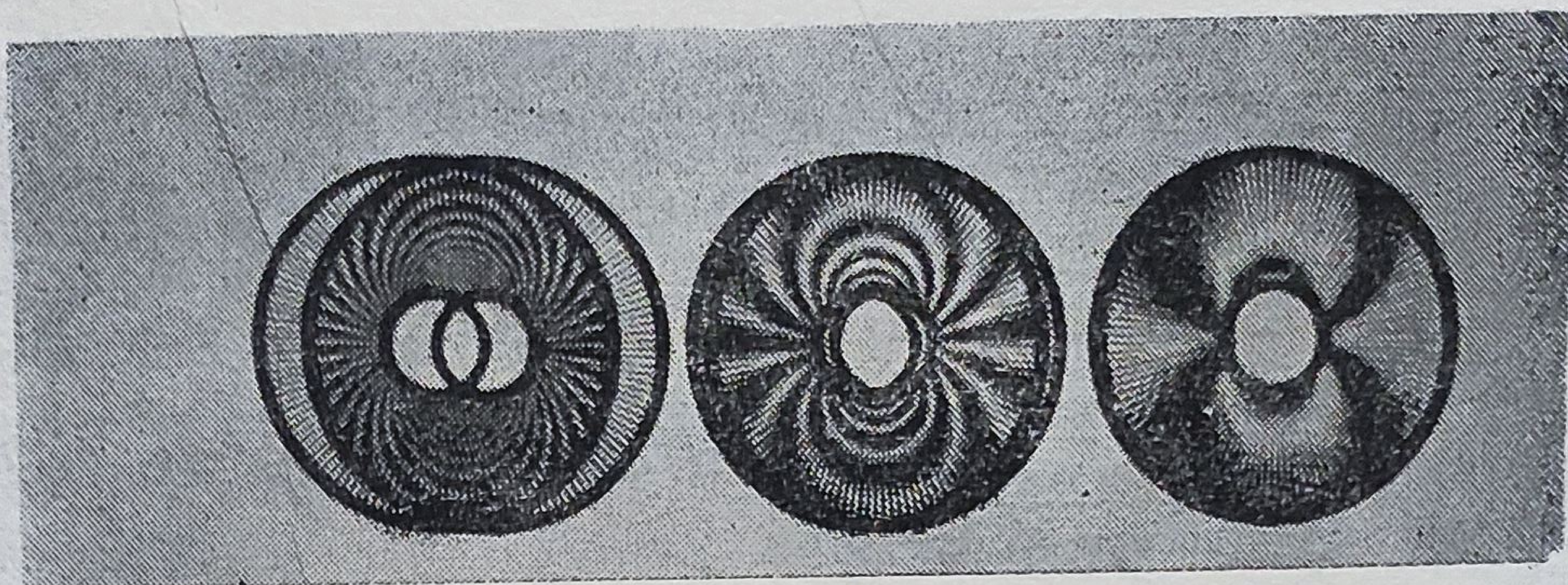
Cînd $2s = 0$, apare o singură franje la infinit (fig. 4.47, *d*). Dacă cele două rețele se rotesc una față de cealaltă, rețelele sînt alternativ luminoase și întunecoase și deci se poate realiza o citire incrementală a unghiului de rotire (fig. 4.37, *e* ... *i*).

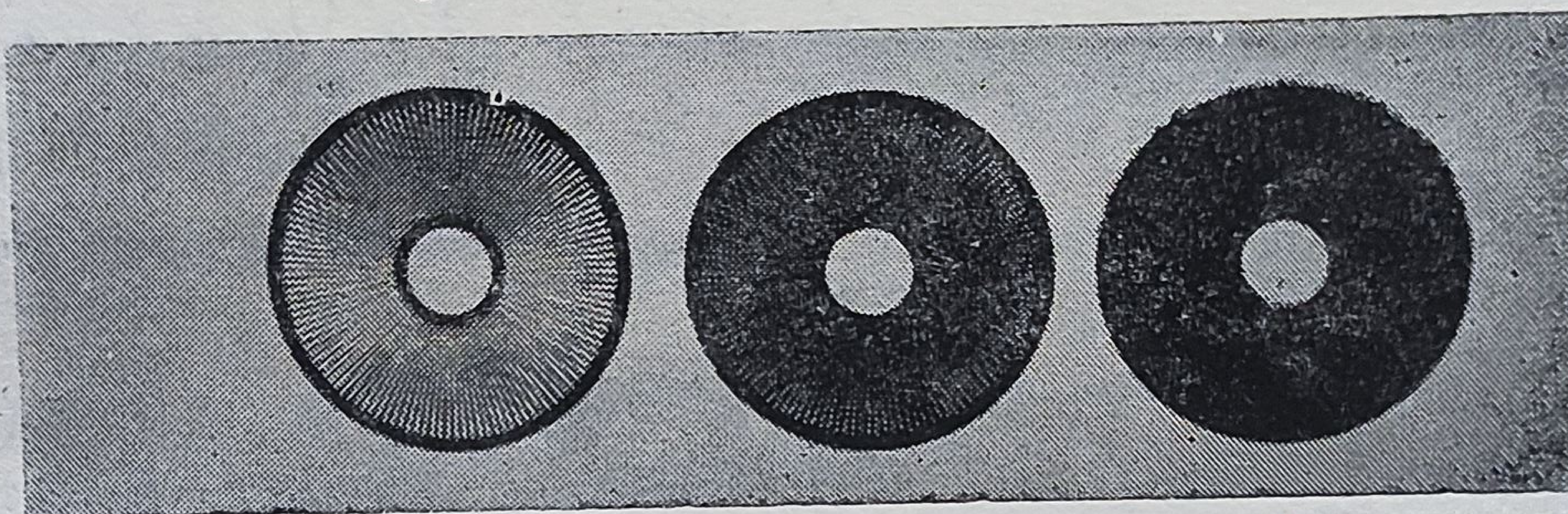
c. *Franje moiré obținute din suprapunerea unei rețea paralelă cu o rețea radială.* Ecuațiile celor două rețele (fig. 4.48) sînt:

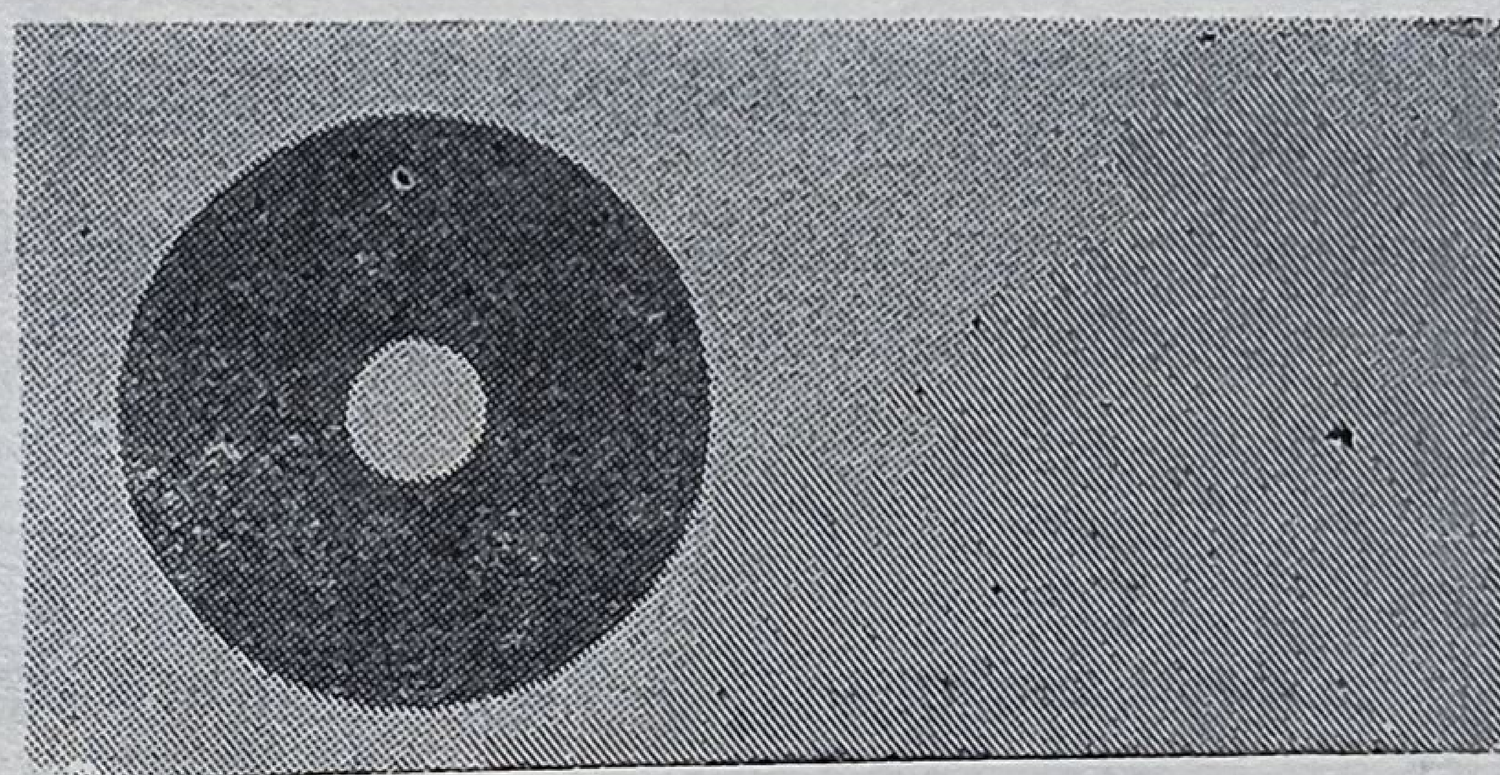
$$F(x, y) = y/a = h \text{ și } G(x, y) = \frac{1}{\beta}\operatorname{arc\,tg}\frac{y}{x-s} = k, \quad (4.29)$$

iar expresia liniei de frontieră este

$$\psi(x, y) = x/ax\,(x^2 + y^2). \quad (4.30)$$



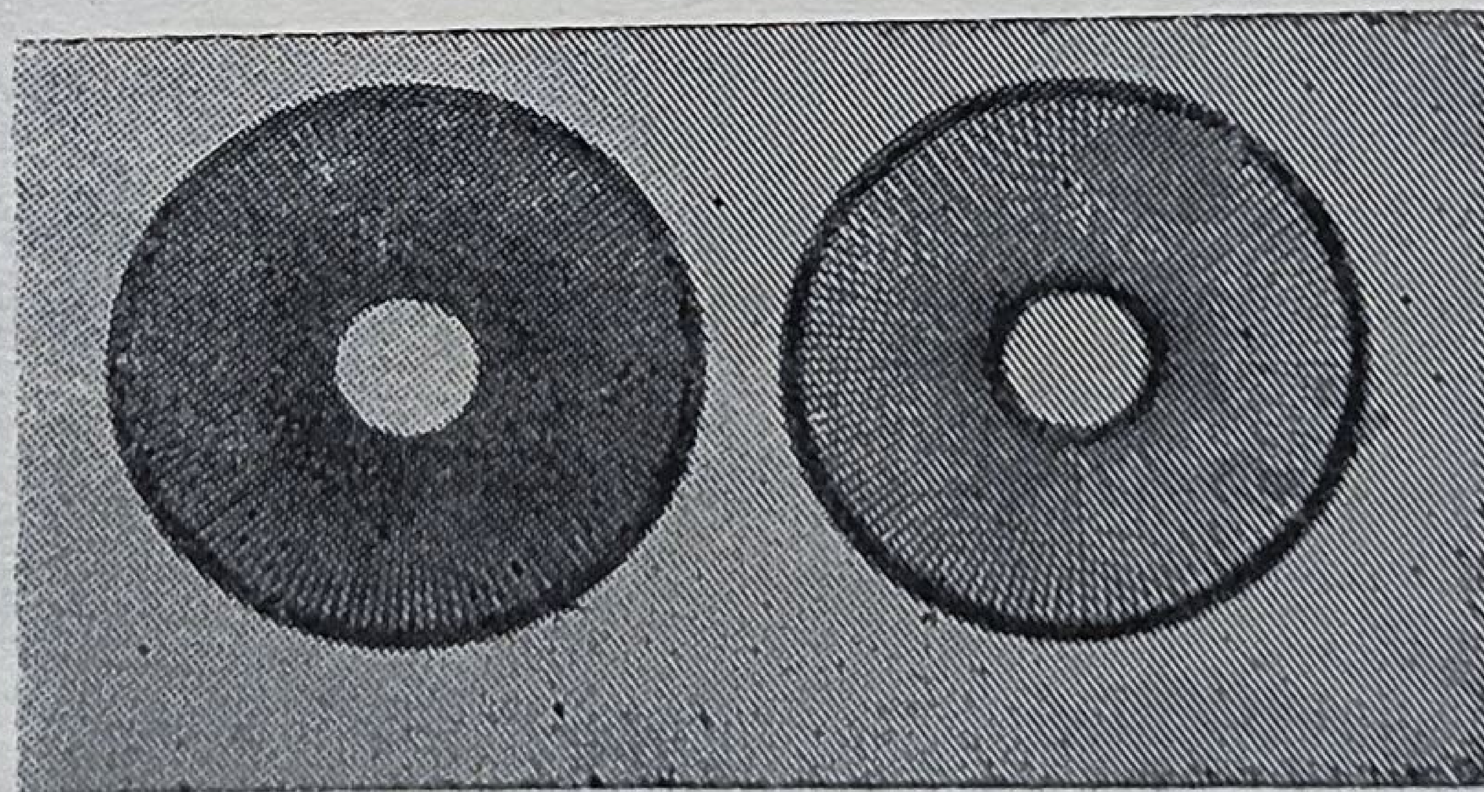




Fig. 4.47. La rotirea relativă a rețelelor se rotesc (se deplasează) franjele.

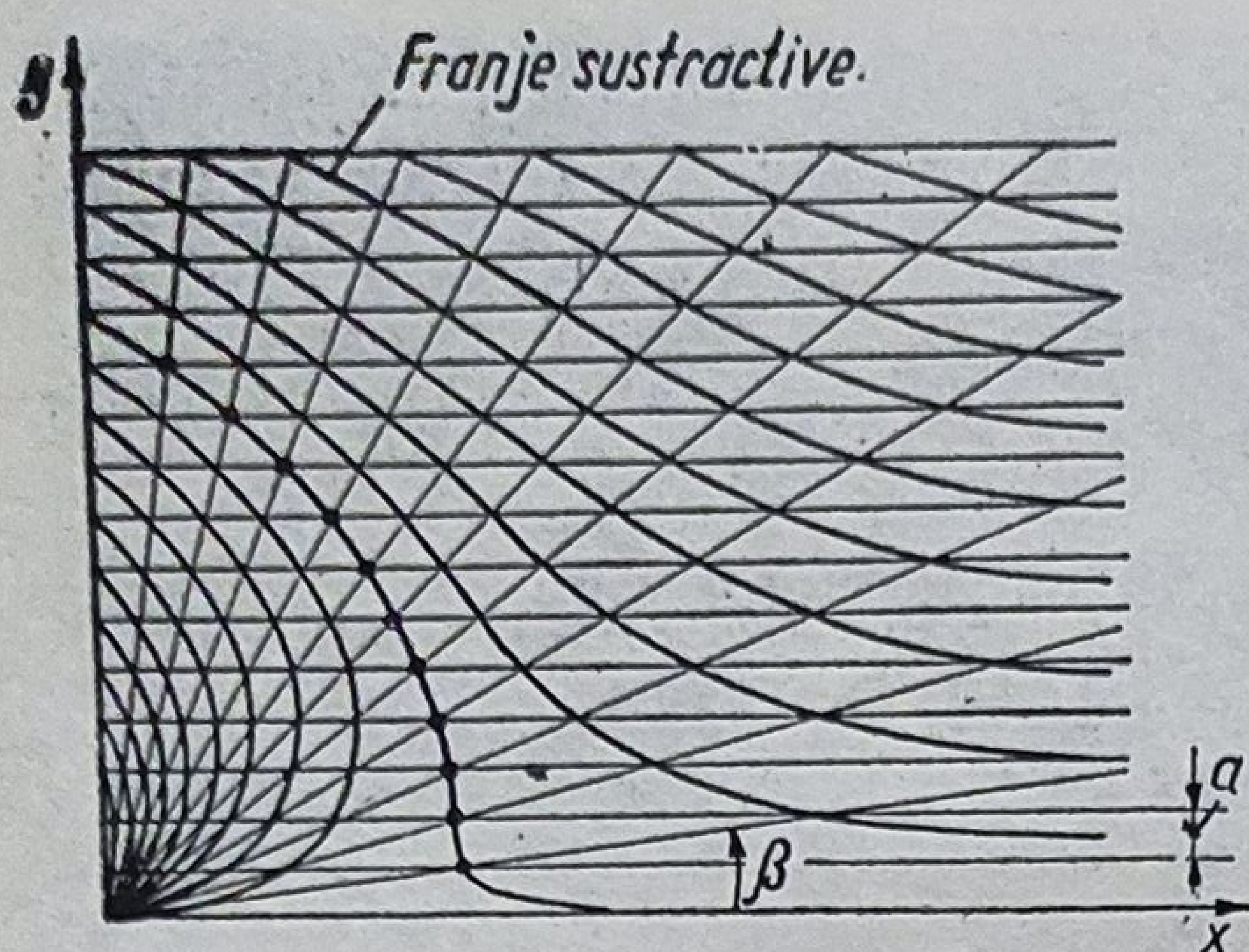



Fig. 4.48. La suprapunerea unei rețele liniare cu una unghiulară apar franje sustractive.

Pentru $x = 0$ funcția $\psi(x, y) = 0$ și deci axa $0y$ este linie de frontieră între franjele aditive din stînga axei $Oy$ $(\psi(x, y) < 0)$ și franjele sustractive din dreapta axei $Oy$. Cele două familii de franje sînt date de expresiile:

$$M_s(x, y) = \frac{y}{a} - \frac{1}{\beta} \operatorname{arc\,tg} \frac{y}{x} = h_1, \tag{4.31}$$

$$M_a(x, y) = \frac{y}{a} + \frac{1}{\beta} \operatorname{arc\,tg} \frac{y}{x} = k_2. \tag{4.32}$$

d. *Franje moiré rezultate din suprapunerea a două rețele formate din cercuri concentrice situate la distanța 2s*

$$F(x, y) = \frac{1}{a} \sqrt{(x + s)^2 + y^2} = h \tag{4.49}$$

și

$$G(x, y) = \frac{1}{b} \sqrt{(x - s)^2 + y^2} = k. \tag{4.50}$$

Expresia liniei de frontieră este $x^2 + y^2 = s^2$, adică linia de frontieră este un cerc cu centrul în O.

Pozițiile franjelor sustractive $M_s(x, y) = h - k$ și aditive $M_a(x, y) = h + k$ depind de raportul $a/b$.

Pentru $2\ s > a = b$ apar franje eliptice $4x^2/p^2 + y^2(4 - s^2)/p^2 = 1$ în interiorul cercului de frontieră și hiperbolice $4x^2/p^2 - y^2\ (4 - s^2)/p^2 = 1$ în afara cercului.

Cînd $a = b$ și $s = 0$, franjele date de ecuația $(x \pm s)^2 + y^2 = k^2 a^2$ se suprapun la infinit și deci nu se văd. Dacă însă $a \neq 0$ și centrele cercurilor coincid, apar franje la distanța $m\ ab/(a - b)$, măsurată de la centrul comun, în care $m$ este număr întreg pozitiv.

f. *Franje moiré rezultate din suprapunerea a două figuri (zone) Fresnel.*

Rețelele Fresnel $(x - s)^2 + y^2 = h/\pi$ și $(x + s)^2 + y^2 = k/\pi$ (4.51)

situate la distanța $2s$, avînd suprafețele egale cu unitatea, dau franje moiré date de ecuația $x = p/4\pi\ s$. Așadar, apar drepte paralele situate la distanța $d = 1/4\ \pi s$.

g. *Franje moiré rezultate din suprapunerea unei rețele Fresnel cu o rețea din linii paralele.* Ecuațiile rețelelor

$$F(x, y) = x^2 + y^2 = h/\pi \tag{4.52}$$

și

$$G(x, y) = x = ka, \tag{4.53}$$

iar ecuaţia franjelor moiré este

$$(x - r/2\pi a)^2 + y^2 = p/\pi + (r/2\pi a)^2. \qquad (4.54)$$

Distanţa unei franje faţă de centrul reţelei Fresnel este $r/2\pi a$. Dacă pasul reţelei din drepte paralele este $a = r/\sqrt{2\pi}$, are loc un defazaj egal cu $\pi$ pentru raza $r$.

h. *Franje moiré rezultate din suprapunerea unei reţele de linii paralele cu o reţea de cercuri concentrice echidistante.*

$$F(x, y) = \frac{y}{a} = h, \quad G(x, y) = \sqrt{\frac{x^2 + y^2}{b^2}} = k; \qquad (4.55)$$

$$\psi = (x, y) = \frac{2y}{b^2} \cdot \frac{1}{a} = 0. \qquad (4.56)$$

Rezultă că linia de frontieră este axa $Ox$. Deasupra axei $Ox$ apar franje sustractive

$$M_s(x, y) = \sqrt{(x^2 + y^2)/b^2} - y/a = h - k = p_s \qquad (4.57)$$

şi franje aditive $M_a(x, y) = \sqrt{(x^2 + y^2)/b^2} + y/a = h + k = p_a$. Dacă reţeaua circulară are pasul $b = b_0(1 + \lambda)$ se disting următoarele cazuri:

$\lambda > 0 \rightarrow b > a$ (zona I); $\lambda < 0 \rightarrow b < a$ (zona a II-a); $\lambda = 0 \rightarrow b = a$ (zona a III-a).

Franje moiré apar şi la suprapunerea altor curbe.

### 4.13.3. Numărarea şi discriminarea sensului de deplasare a frajelor

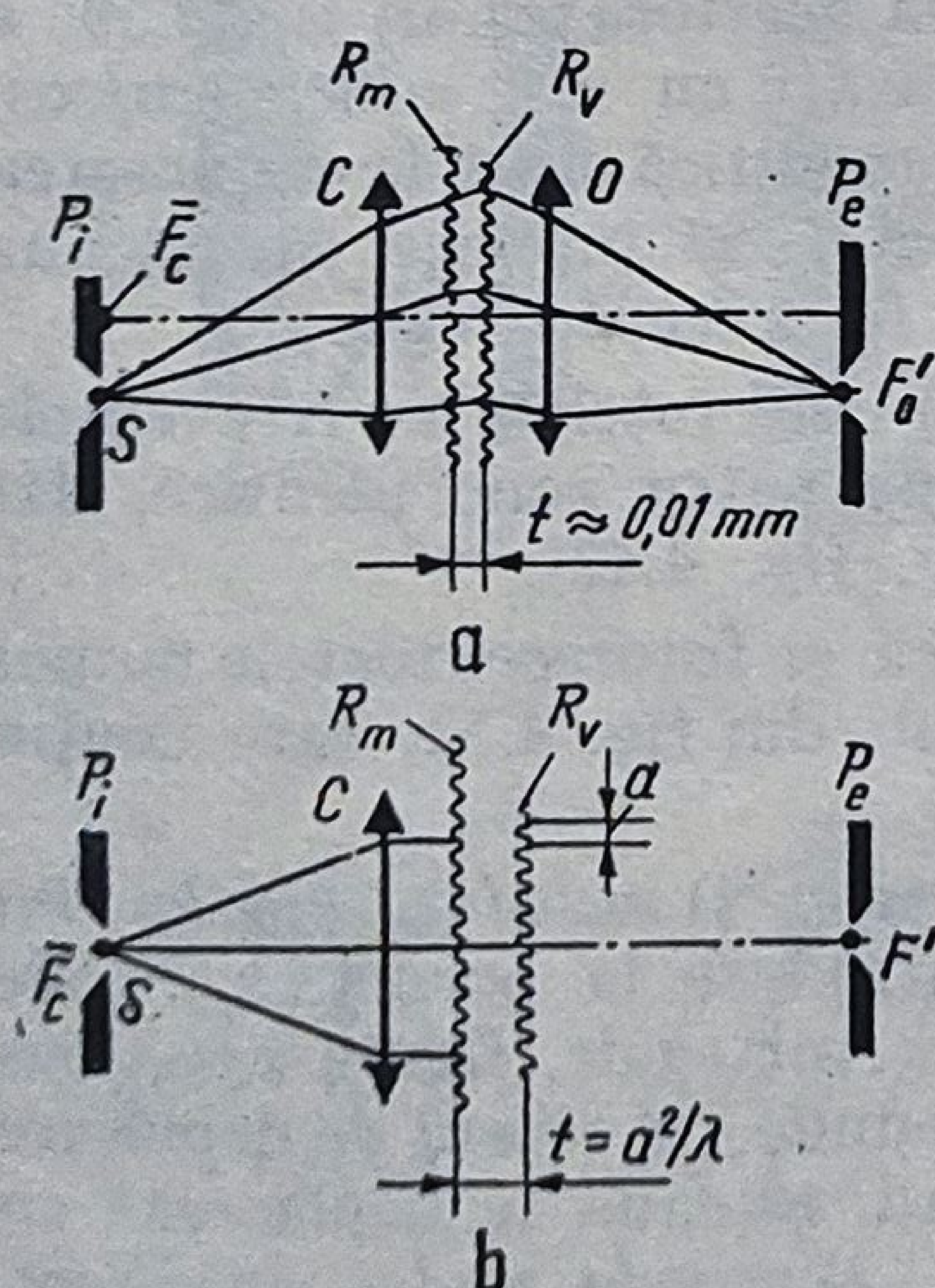



Fig. 4.49. Franje obţinute prin difracţia: Fraunhofer; $b$ — Fresnel.

a. *Numărarea franjelor.* În cazul în care se folosesc reţele cu frecvenţă spaţială mare se poate utiliza iluminarea paralelă pentru ca să apară difracţia de tip Fraunhofer (fig. 4.49, *a*).

Franje moirè apar dacă cele două reţele $R_m$ şi $R_v$ sînt înclinate cu unghiul $\theta$ mic. Se recomandă iluminarea cu fascicule paralele oblice, pentru ca fotoreceptorul situat reflex — simetric faţă de reţea să capteze (să numere) franjele de ordinul de difracţie zero. În acest mod rezultatul măsurătorii nu depinde de variaţia distanţei $t \approx 0{,}01$ mm dintre reţele.

La difraţia Fresnel (fig. 4.49, *b*) iau naştere imagini succesive ale reţelei $R_m$ paralele cu reţeaua. Se recomandă ca reţeaua $R_v$ să fie situată paralel cu reţeaua $R_m$ în planul primei imagini $R_m'$, situată la distanţa $t = a^2/\lambda$, dar înclinată cu unghiul $\theta$, pentru ca să apară tabloul de franje moiré. În cazul reţelelor de fază, $t = (n - 1/2)\, a^2/\lambda$, unde $n$ este număr

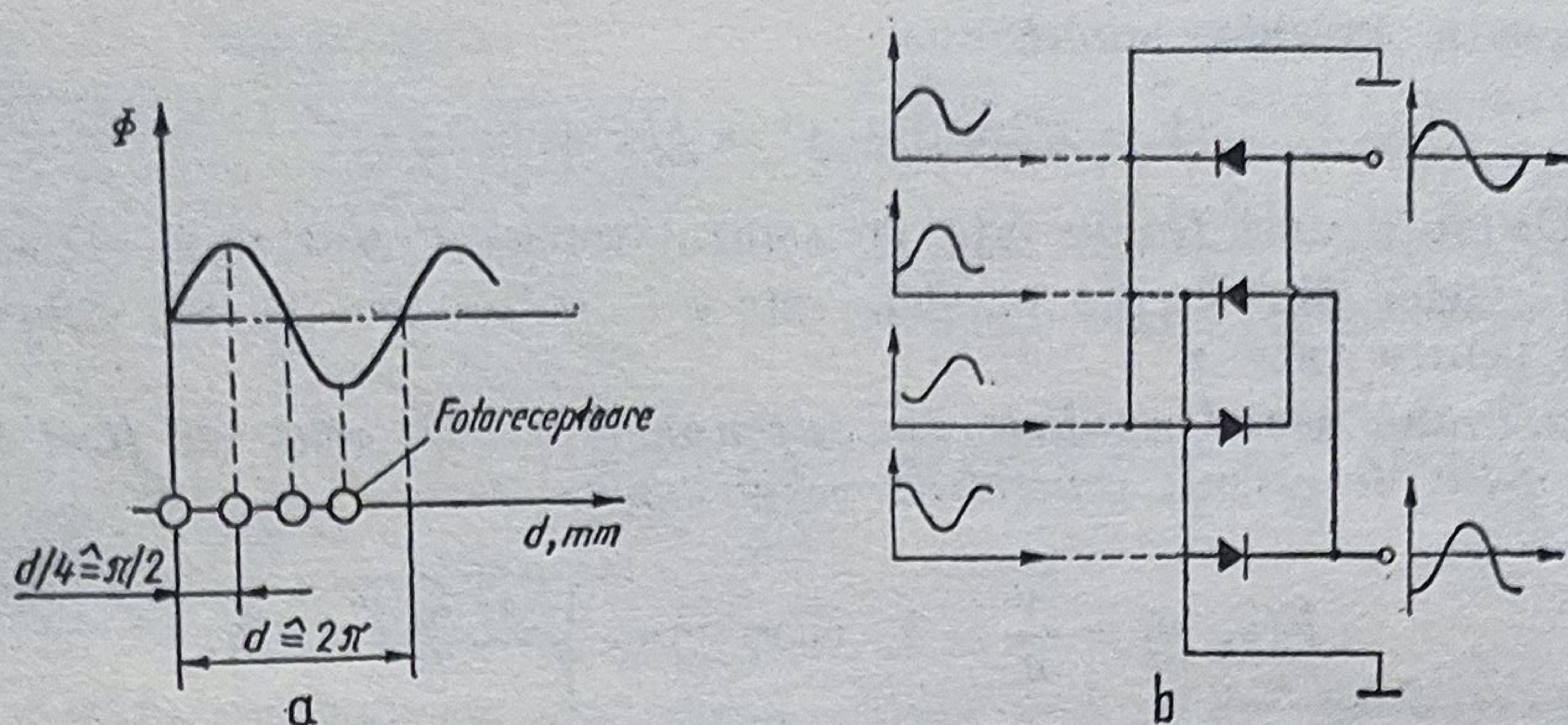



Fig. 4.50. Montarea și conectarea fotoreceptorului pentru numărarea și discriminarea sensului de deplasare a franjelor: *a* — montarea; *b* — conectarea.

întreg mic, iar în cazul rețelelor de amplitudine, $t = na^2/\lambda$. Cum însă planele imaginilor Fresnel sînt aproape de rețea, se recomandă $t = (n - 0{,}1)\, a^2/\lambda$. Distanța $t$ optimă se ajustează urmărind contrastul maxim.

În concluzie, franjele moiré pot să ia naștere nu numai între două rețele ci și între imaginile lor reale, ori între o imagine reală și o rețea, atît la cele care funcționează prin reflexie cît și la care funcționează prin transmisie.

b. *Discriminarea sensului deplasării franjelor*. Discriminarea sensului se poate efectua cu 2 sau cu 4 fotoreceptoare astfel situate încît semnalele captate să fie defazate în quadratură. Concret, se variază unghiul $\theta$ pînă cînd distanța $d$ dintre franjele sustractive este suficient de mare pentru ca să încapă 4 fotoreceptoare, în așa fel încît distanțele dintre acestea să fie $d/4$ (fig. 4.50, *a*). Cu alte cuvinte, fiecare fotoreceptor produce un semnal defazat în avans cu $\pi/2$ față de cel precedent. Conectarea acestora ca în fig. 4.50, *b* permite obținerea a doi curenți alternativi defazați cu $\pi/2$, adică sin/cos. În fig. 4.51, *a* se observă cum fluxul luminos își modifică faza la deplasarea rețelelor, căzînd succesiv pe cele 4 fotoreceptoare. Se înțelege că rețeaua vernier $R_v$ trebuie să fie realizată numai în zona fotoreceptoarelor.

În cazul măsurării incrementale (fig. 4.51, *b*) cînd rețelele au frecvențele egale și sînt paralele, rețeaua vernier $R_v$ conține patru zone identice, dar deplasate cu $d/4 \triangleq \pi/2$ una față de cealaltă (v. fig. 4.42).

În cazul în care interfranja $d$ este prea mică și fotoreceptoarele nu pot fi introduse în acest interval se pot utiliza soluțiile din fig. 4.52, care conțin fibre din sticlă și prisme dispuse convenabil.

c. *Prelucrarea semnalelor date de fotoreceptoare*. 1) *metoda figurilor lui Lissajous*. Cele două semnale sin și cos sînt introduse la bornele $x$ și $y$ ale unui osciloscop; cînd amplitudinile și frecvențele sînt egale, figura Lissajous este un cerc; sensul de rotație a spotului corespunde cu sensul de deplasare a rețelei mobile; cînd spotul se rotește cu $2\pi$ rad, rețeaua se deplasează cu un pas; această deplasare poate fi interpolată. 2) *metoda undei auxiliare*. Fie cele două semnale $\sin\theta$ și $\cos\theta$ furnizate de sistemul cu fotoreceptoare, unde $\theta = 2\pi\, x/a$, $x$ este deplasarea rețelei mobile, iar $a$ pasul rețelelor. Aceste două unde se amplifică cu $\sin\varphi$ și $\cos\varphi$, unde $\varphi$ este unghiul de fază. Sem-

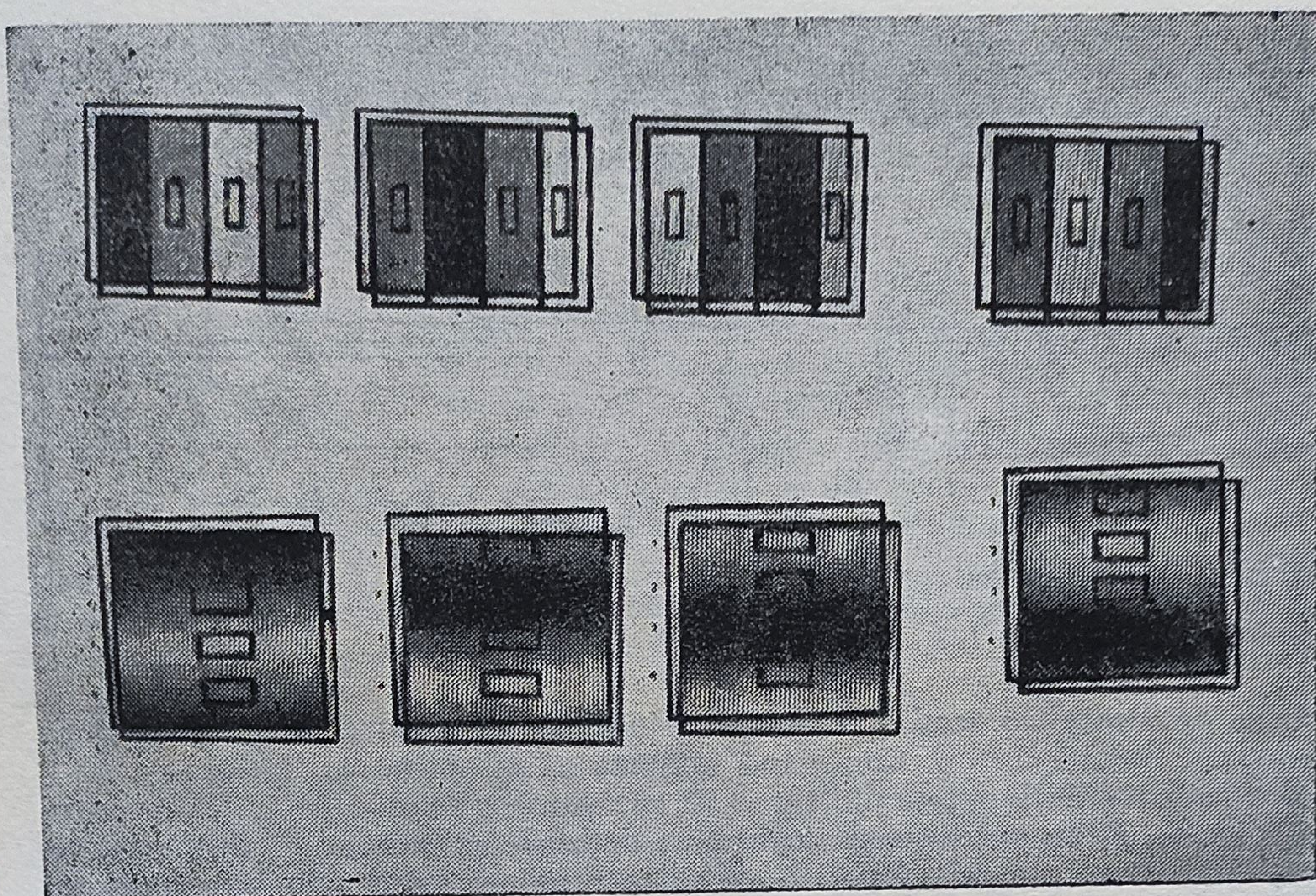


Fig. 4.51. Numărarea şi discriminarea sensului mişcării franjelor la măsurarea incrementală.

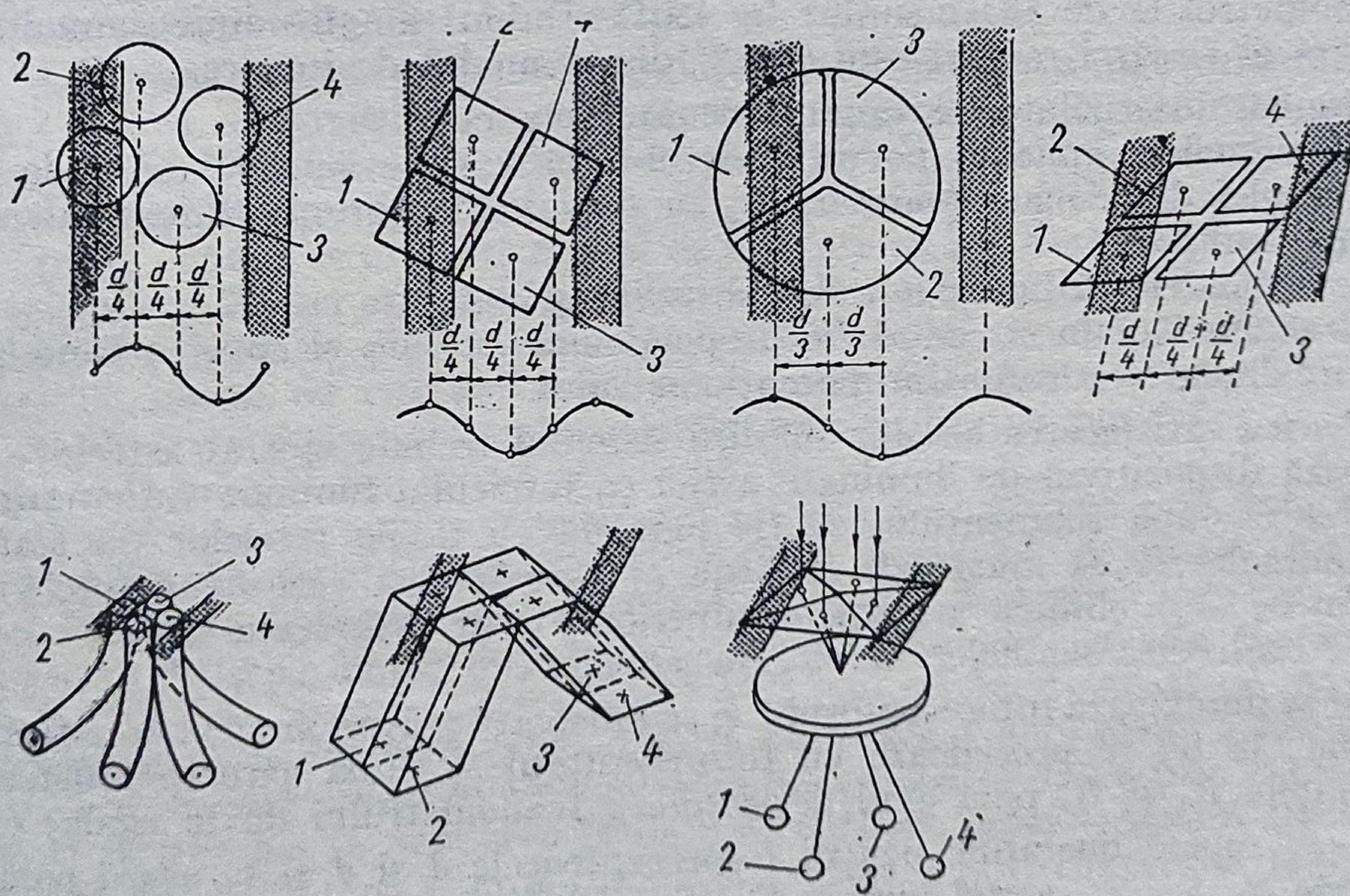



Fig. 4.52. Soluţii constructive de poziţionare a fotoreceptoarelor.

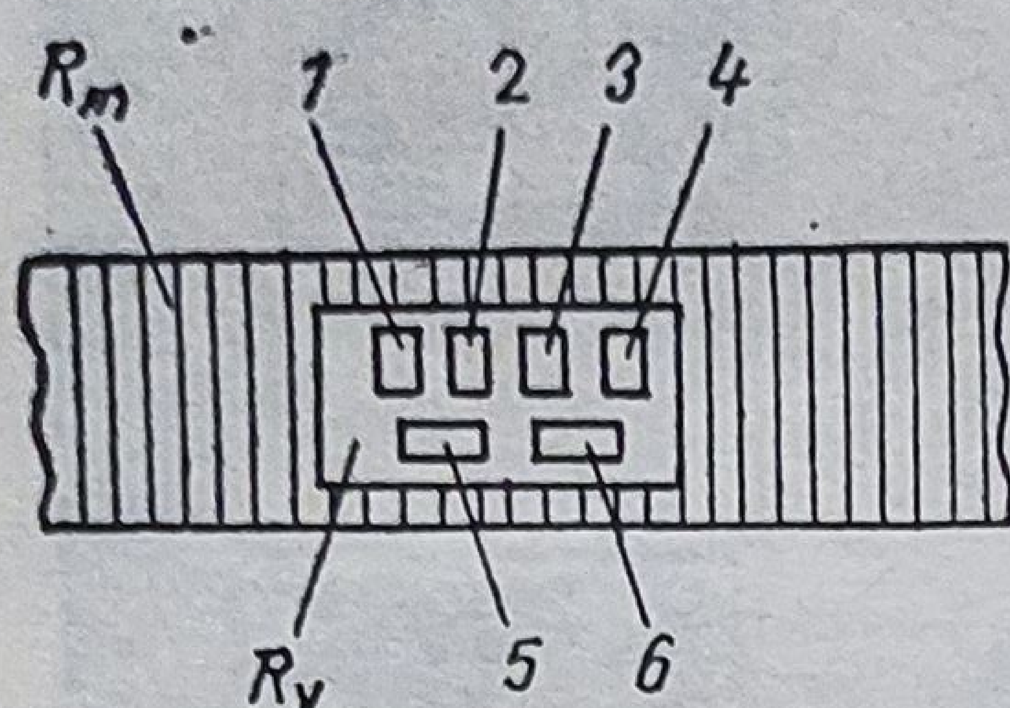


Fig. 4.53. Dispunerea fotoelementelor în cazul de palpare a unei rigle.

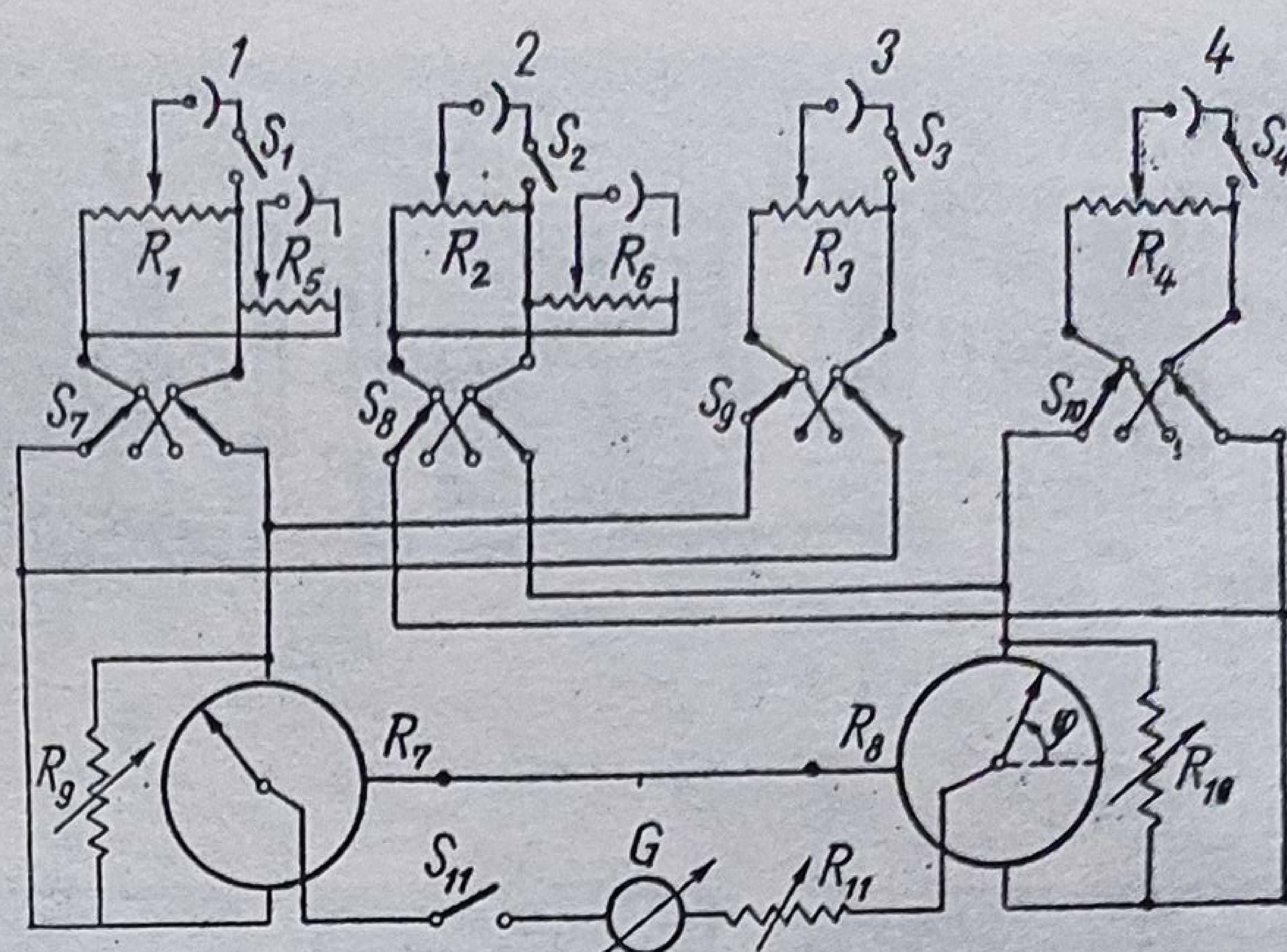


Fig. 4.54. Conectarea fotoreceptoarelor din fig. 5.43.

nalele rezultate se scad și se obține sin $(\theta - \varphi)$. Cînd acest semnal trece prin zero rezultă $\theta = \varphi$. Cunoscînd unghiul $\varphi$, se obține $\theta$.

Fie sistemul de rețele din fig. 4.53 cu fotoreceptoarele *1* ... *6*. Fotoreceptoarele *1* ... *4* din poziția superioară sînt defazate cu $\pi/2$, adică deplasate cu $d/4$, iar fotoreceptoarele *5* și *6* de pe pista inferioară sînt iluminate prin ferestrele transparente ale rețelei vernier $R_v$.

Fotoreceptoarele *1*, *3* și *5* sînt astfel conectate (fig. 4.54) încît orice semnal eroare rezidual este anulat de semnalul emis de receptorul *5*. La fel sînt conectate și fotoreceptoarele *2*, *4* și *6*.

$R_7$ și $R_8$ sînt ramurile sin și cos ale unui potențiometru; mufele centrale ale acestora sînt conectate una cu alta și contactele lor sînt conectate la galvanometrul $G$ de 50 $\Omega$ șuntat la 450$\Omega$. Dublul amplitudinii semnalului de ieșire al fiecărei ramuri este 0,25% din semnalul de intrare.

Pentru interpolare se impun următoarele condiții:

— semnalele aplicate potențiometrului să varieze sinusoidal cu deplasarea rețelei divizionare (vernier) $R_v$ cu o perioadă corespunzătoare deplasării cu un pas;

— semnalele să fie egale în amplitudine și defazate cu $\pi/2$;

— semnalele sin și cos să fie proporționale cu sin$\varphi$ și cos$\varphi$, $\varphi$ fiind poziția unghiulară a rotorului potențiometrului.

Pentru satisfacerea acestor condiții sistemul trebuie ajustat astfel: — se ajustează dispozitivul de iluminare astfel ca fasciculul luminos să fie normal pe rețele; — axa filamentului să fie paralelă cu liniile rețelelor (la franje longitudinale); — se ajustează distanța $t$; — se înclină cele două rețele cu unghiul $\theta$; — se elimină armonicile superioare prin extinderea sursei.

Se egalizează semnalele în fiecare pereche procedînd astfel:

— se iluminează fotoreceptorul *1* și se ajustează galvanometrul la deflecție maximă; la fel se procedează cu fotoreceptorul *3*, după care se ajustează rezistențele $R_1$ și $R_3$ pînă cînd deflecțiile galvanometrului devin egale;

— se repetă operațiile pentru fotoreceptoarele *2* și *4* și se așază comutatoarele $S_1$, ..., $S_{10}$ astfel încît deflecțiile galvanometrului să fie de aceeași parte a poziției zero.

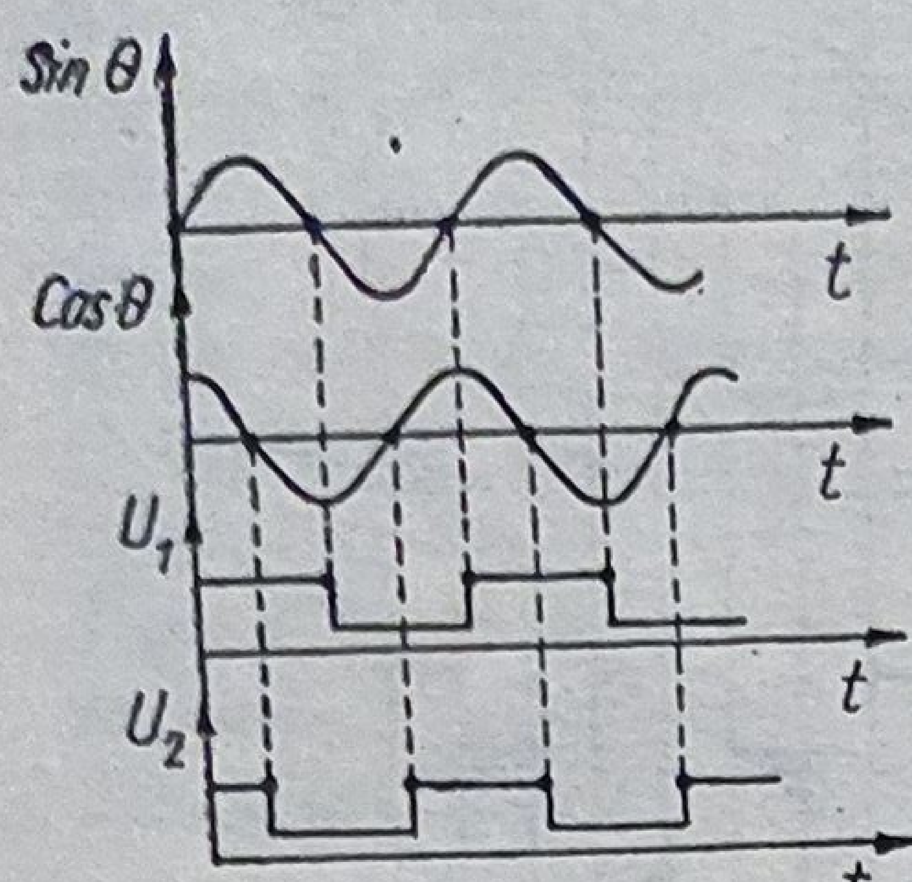



Fig. 4.55. Divizarea electrică a semnalului.

Mai de parte se compensează componenta continuă. Pentru aceasta se iluminează fotoreceptoarele *1* și *3* cu semnalele aplicate la potențiometru în curent continuu în opoziție și se ajustează potențiometrul și rețeaua pentru deflecția maximă a galvanometrului. După aceasta, se inversează cele două fotoreceptoare și se repetă operațiile. Dacă deflecțiile sînt diferite se iluminează fotoreceptorul *5* cu polaritatea potrivită și se ajustează $R_5$.

Pentru egalizarea semnalelor sin și cos aplicate la potențiometru, se iluminează fotoreceptoarele *1*, *3* și *5* și se ajustează potențiometrul pentru unghiul maxim al galvanometrului. Se înclină apoi rețeaua și se nontează deviația galvanometrului. Se repetă operațiile pentru fotoreceptoarele *2*, *4* și *6* și rezistențele $R_9$ și $R_{10}$ pînă cînd unghiurile galvanometrului sînt egale.

Quadratura de fază se obține astfel:

— se realizează defazajul $\varphi = \pi/4$;

— se iluminează fotoreceptoarele *1* ... *4* și se deplasează rețeaua comparînd deviația galvenometrului cu valoarea observată cînd $S_8$ și $S_9$ sînt inversate;

— eventualele diferențe de fază pot fi eliminate prin deplasarea axială a lămpii, deoarece convergența sau divergența fasciculului care cade pe rețea schimbă imaginea rețelei pe vernier și se schimbă fazele semnalelor fotoreceptoarelor.

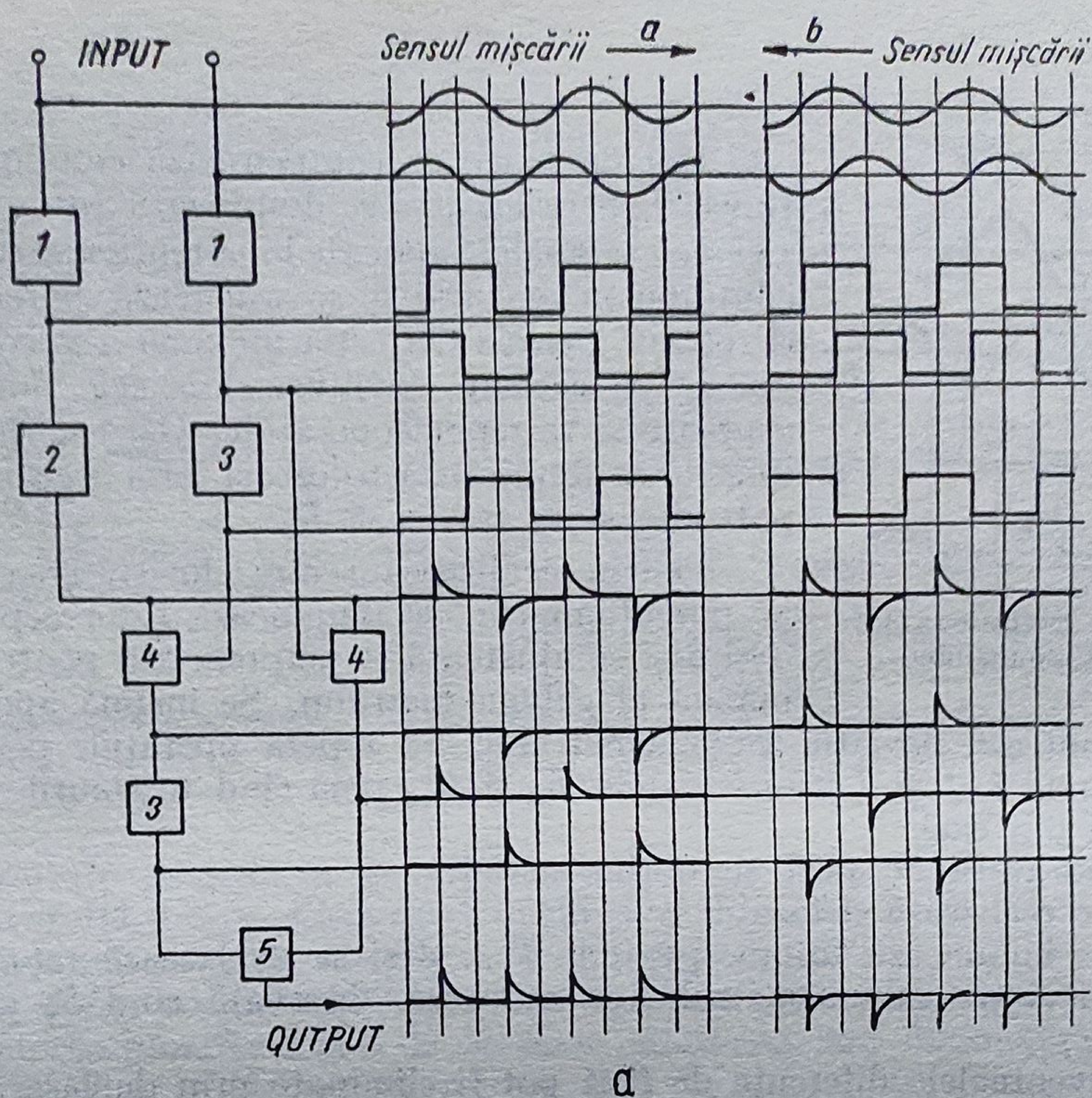
Procesul de ajustare trebuie repetat de cîteva ori. Frecvența de rotație a potențiometrului nu trebuie să fie mai mare de 60 rot/min. Sistemul descris mai sus permite interpolarea unui pas cu $10^{-3}$ din pas.

d. *Metoda trecerii prin zero*. Cînd semnalul sin/cos atinge valoarea zero (fig. 4.55) se comandă un circuit basculant bistabil care își schimbă poziția. În acest mod se obțin semnalele digitale $U_1$ și $U_2$, a căror prelucrare logică permite divizări cu 2, 4 și 8 precum și determinarea sensului.

În fig. 4.56, *a* se prezintă modul de divizare cu 2 și discriminarea sensului de mișcare a rețelei mobile $R_m$, folosind cele două semnale de intrare sinusoidale. În fig. 4.56, *b* se arată schimbarea sensului funcției sinus în dependentă de sensul de mișcare și inveriența semnului funcției cos .

O divizare superioară este posibilă prin utilizarea punctelor de intersecție ale curbelor sin și cos (fig. 4.56, *c*).

O altă schemă care materializează metoda trecerii prin zero este redată în fig. 4.57, *a*) (brevet francez 2.151.356-1973). Semnalele de intrare sînt sin$\varphi$/cos$\varphi$, furnizate de fotoreceptoare. Circuitele *3* și *4* determină valoarea medie a fiecărui semnal de intrare. Valorile medii împreună cu cele instantanee intră în amplificatoarele diferențiale *1* și *2* care produc semnale de măsurare cu componentele continuie nule. Pentru stabilirea valorii medii a semnalului sin$\varphi$, se utilizează semnalul cos$\varphi$ în circuitul *3* după ce trece prin circuitul *2*, pentru ca trecerea sa prin zero să fie bine definită; apoi semnalul trece prin circuitul *6* de limitare a amplitudinii și respectiv prin circuitul *8* de tip flip-flop. Circuitul *8* intră în funcțiune la trecerea semnalului cos$\varphi$ prin zero și produce un impuls ce declanșază circuitul *3* care stabilește valoarea medie a semnalului sin$\varphi$, utilizînd valoarea sa extremă (pentru $\cos\varphi = 0 \rightarrow \sin\varphi =$



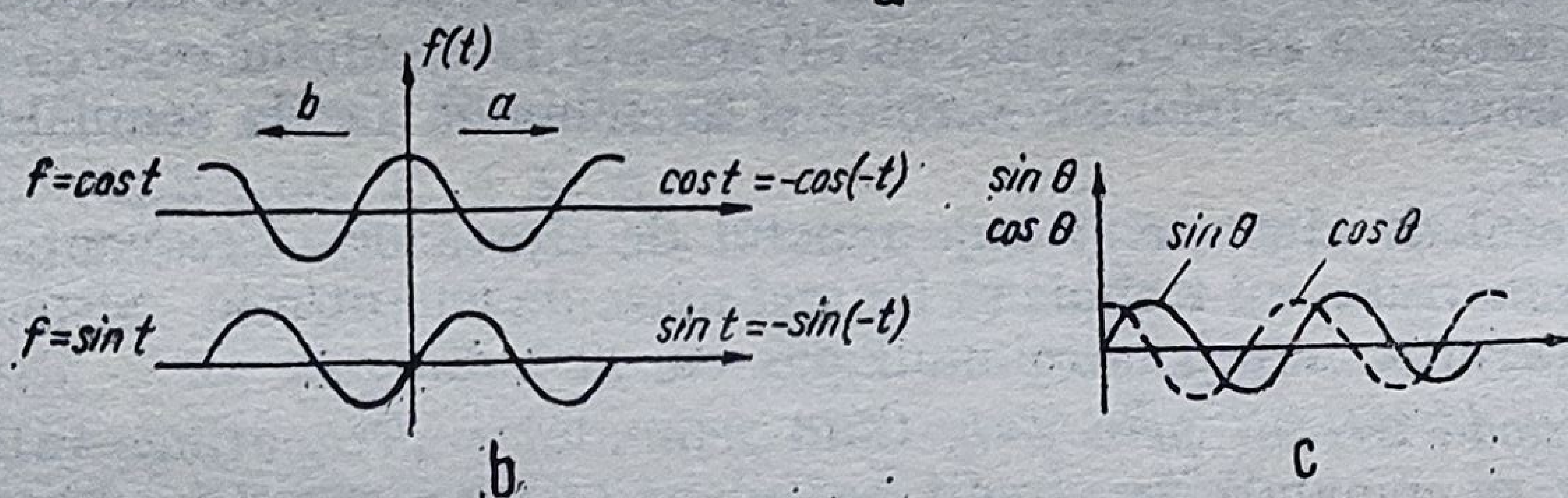




Fig. 4.56. Scheme de divizare: *a* — cu 2 şi discriminarea sensului de mişcare a reţelei; *b* — superioară a semnalului prin intersectarea curbelor sin şi cos.

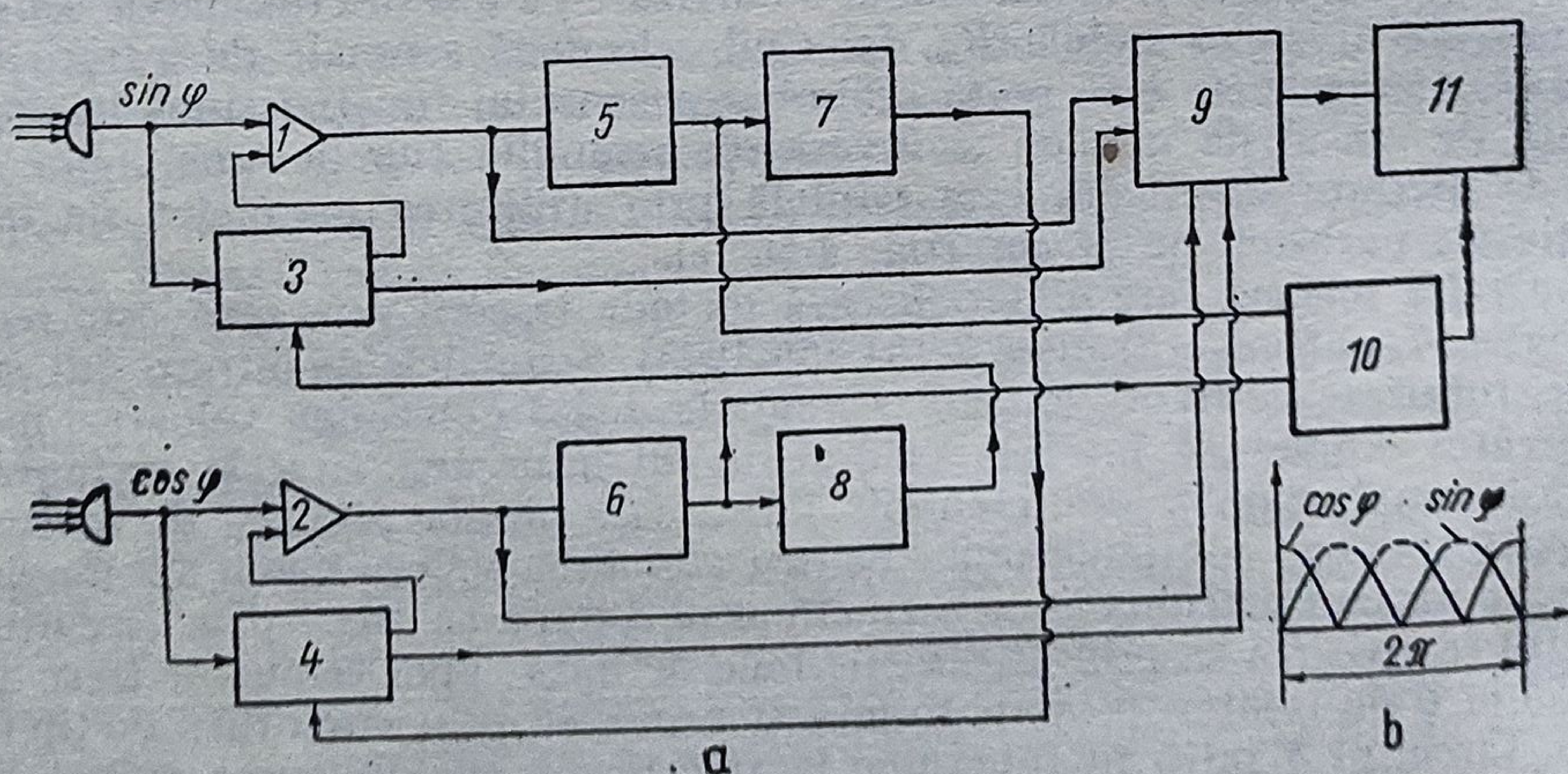



Fig. 4.57. Interpolarea electronică:
*a* — prin metoda trecerii prin zero; *b* — prin cea a intersectării curbelor sin şi cos.

max sau min). Circuitele *5* și *7* sînt similare cu circuitele *6* și *8*. Dacă semnalele emise de *5* și *6* se transmit numărătorului *10*, care le adună și numără, trecerea prin zero a amplitudinilor cu trecerea prin zero a fiecărui semnal în parte, se obține o divizare cu 2. Încă o divizare cu 2 se obține dacă se iau în considerare și punctele de intersecție ale undelor sin$\varphi$ și cos$\varphi$ (v. fig. 4.57, *b*). O rezoluție superioară se obține dacă semnalele de la circuitele anterioare se introduc în interpolatorul *9*. Înmagazinarea are loc în *10* și afișarea în *11*. Fig. 4.57, *b* reprezintă cele două semnale introduse în circuitul *9*. Interpolarea se face pe porțiunile reprezentate cu linie continuă. Se observă că perioada $2\pi$ este divizată cu 8.

### 4.13.4. Franje moiré realizate cu rețele de difracție

În fig. 4.58 este reprezentată schema unui traductor fotoelectric cu rețea moiré folosit la măsurări liniare și unghiulare, caracterizat prin stabilitate, sensibilitate și flexibilitate (brevet F. 7136120/07.10. 1971). Acesta poate fi iluminat *DIA* sau *EPI*. Utilizînd un sistem special de amplificare, sensibilitatea sa se apropie de cea unui interferometru, dar este în schimb foarte stabil, insensibil la erorile de poziție ale liniilor rețelelor și la variația lungimii de undă, a indicilor de refracție ori a altor factori de mediu. Un alt avantaj îl constituie distanța mare dintre rețele.

La deplasarea relativă a celor două rețele, din fotodetector ies semnale electrice modulate; acestea trec printr-o unitate de prelucrare și apoi sînt numărate impulsurile și stabilită poziția echipamentului mobil. Mai departe, semnalul modulat poate să treacă prin circuitul de comandă a mișcării mesei care poate pune în mișcare un dispozitiv de poziționare a mesei, după un program.

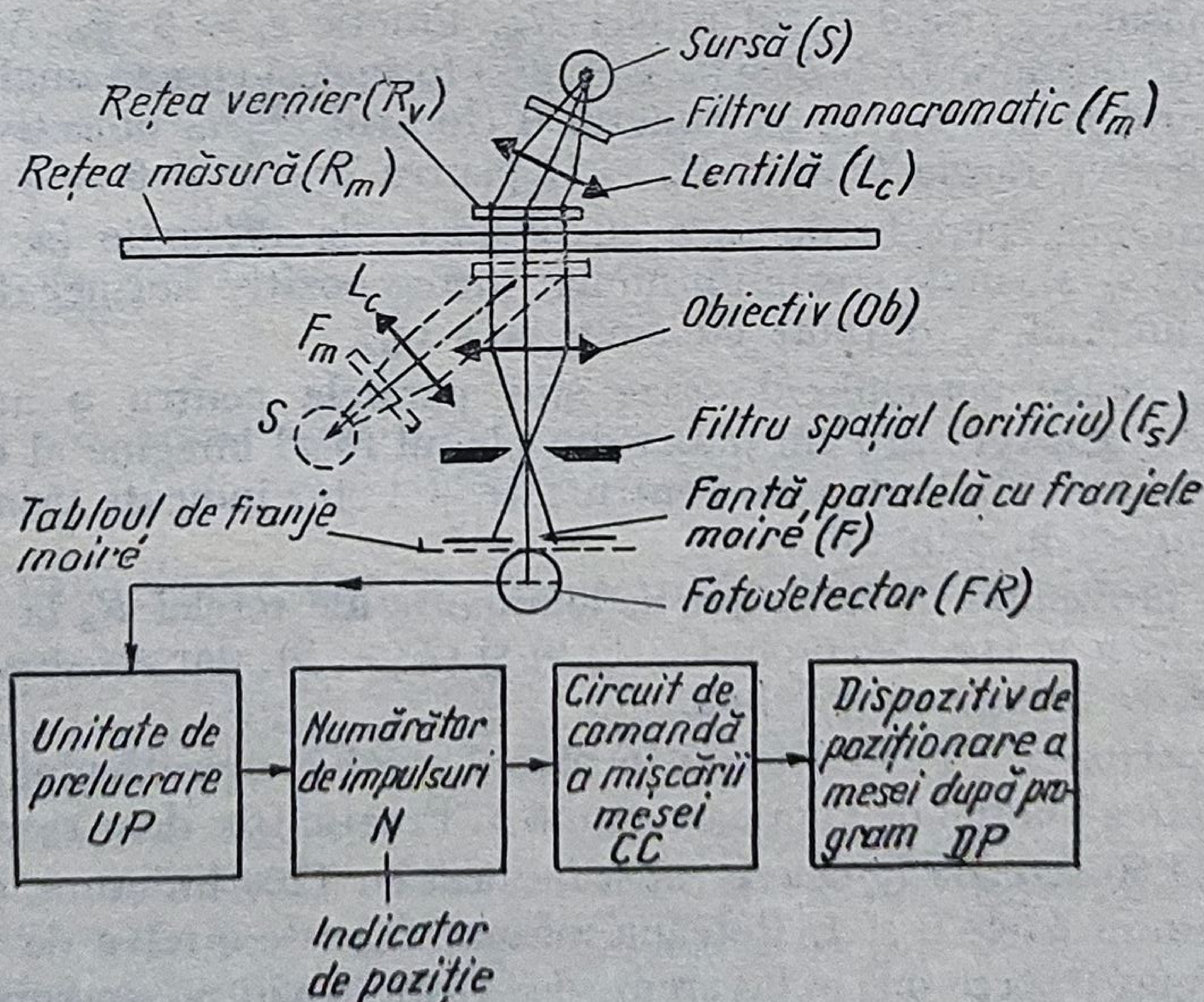



Fig. 4.58. Sistem de măsurare a deplasării cu franje moiré.

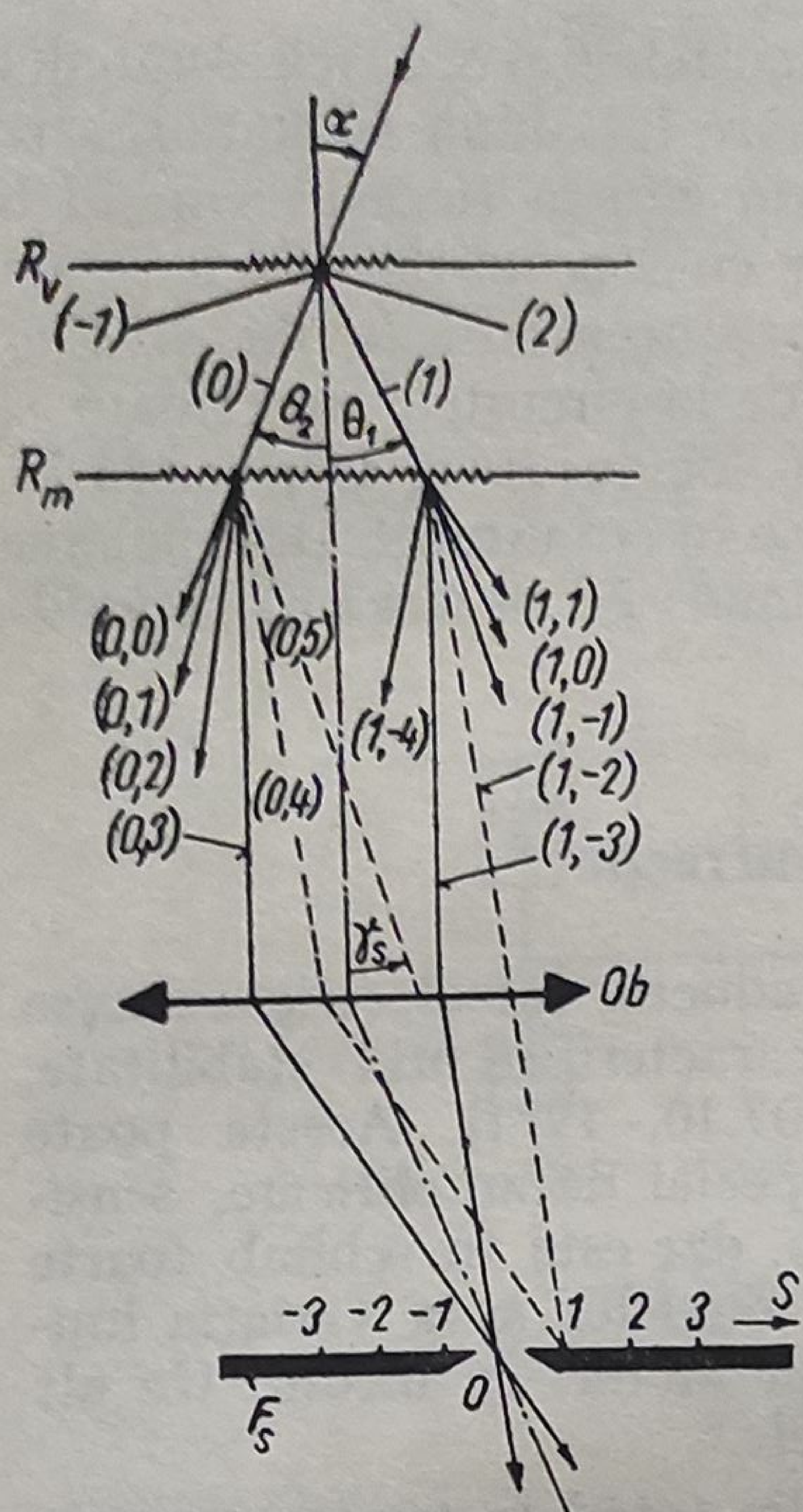



Fig. 4.59. Franje moiré realizate cu rețele de difracție.

În fig. 4.59 se arată modul de acțiune a rețelelor. Se observă că rețeaua vernier $R_v$ produce difracția de ordinele 0 și 1, adică produce difracția dominantă pe nivelele $a$ și $a + 1$. Unghiul de incidență $\alpha$ este astfel ales încît normala la rețeaua $R_v$ să fie bisectoarea unghiului cuprins între nivelele de difracție dominante (0) și (1). Unghiul de incidență se obține din $\sin\alpha = -(A + 1/2)\,\lambda/g_f$, iar unghiurile de difracție pentru cele două direcții sînt date de

$$\sin\,\theta_a = -\lambda/2\,g_f \;\;\text{și}\;\; \sin\theta_{a+1} = \lambda/2\,g_f,$$

în care $g_f$ este pasul rețelei și $\lambda$ — lungimea de undă de referință. Unghiurile de difracție cresc cu ordinul de difracție. Se observă că $\theta_a = -\theta_{a+1}$ și deci lumina este distribuită simetric în raport cu normala la rețea. Această simetrie se obține prin deplasarea sursei.

Pasul rețelei de măsurare $R_m$ este de $\beta$ ori mai mare decît al rețelei $R_v$ (în figura $\beta = 6$), $\beta$ fiind factorul de amplificare a franjelor. În figură cifrele dintre paranteze indică ordinile de difracție; două cifre separate prin virgulă indică respectiv ordinele de difracție pentru rețeaua vernier $R_v$ și rețeaua măsură $R_m$.

Unghiurile de difracție $\gamma$ ale luminii emergente ale rețelei $R_m$, măsurate de la normala rețelei, sînt date de formula $\sin\,\gamma_q = g\lambda/g_c + \sin\theta_p$, în care $\gamma$ și $g$ sînt ordinele de difracție corespunzătoare respectiv rețelei de referință și rețelei măsură, $g_c$ fiind pasul rețelei $R_m$. Practic $g_c = \beta \cdot g_f$. Astfel, razele cu ordinele de difracție ($a$, $\beta/2$) și ($a + 1$, $\beta/2$) formează cu axa unghiul $\gamma = 0$, adică ies paralele și converg în punctul 0 (focarul $F'$) al obiectivului $0_b$. În figură se observă razele (0,3) și (1, —3) pentru $a = 0$ și $\beta = 6$.

De asemenea, perechi de raze cu ordinele de difracție ($a$, $\beta/2 + s$) și ($a+1$), $-\beta/2 + s$), unde s este un număr întreg pozitiv sau negativ, inclusiv 0, ies sub unghiul $\gamma$, obținut cu $\sin\,\gamma_s = s\,\lambda/g_c$.

Așadar, toate perechile de raze sînt paralele pentru o anumită valoare a lui $s$ și converg într-un punct din planul focal imagine al obiectivului $O_b$. În fig. 4.59 perechile de raze pentru $s = +1$ sînt indicate prin linii întrerupte și converg în punctul *1*.

Razele provenind de la ordine nedominante ale rețelei $R_v$ la rețeaua $R_m$ ajung în grupele $s$, spre exemplu (— 1 ; 9) și (2 ; — 9), dar acestea transportă o cantitate de energie neglijabilă.

Lama perforată $F_S$ este situată în planul focal al obiectivului $O_b$. Aceasta permite izolarea luminii de la oricare grupă $S$. Practic trec doar razele grupei 0.

În fig. 4.60 rețeaua $R_v$ este o rețea de fază cu 1200 linii/mm, cu difracția dominantă în ordinele 0 și 1. Rețeaua măsură $R_m$ este o rețea de tip Ronchi, cu 20 linii/mm (repere opace de crom vaporizat în vid pe un suport din sticlă ; elementele opace au aceiași lățime cu cele transparente). Cele două rețele

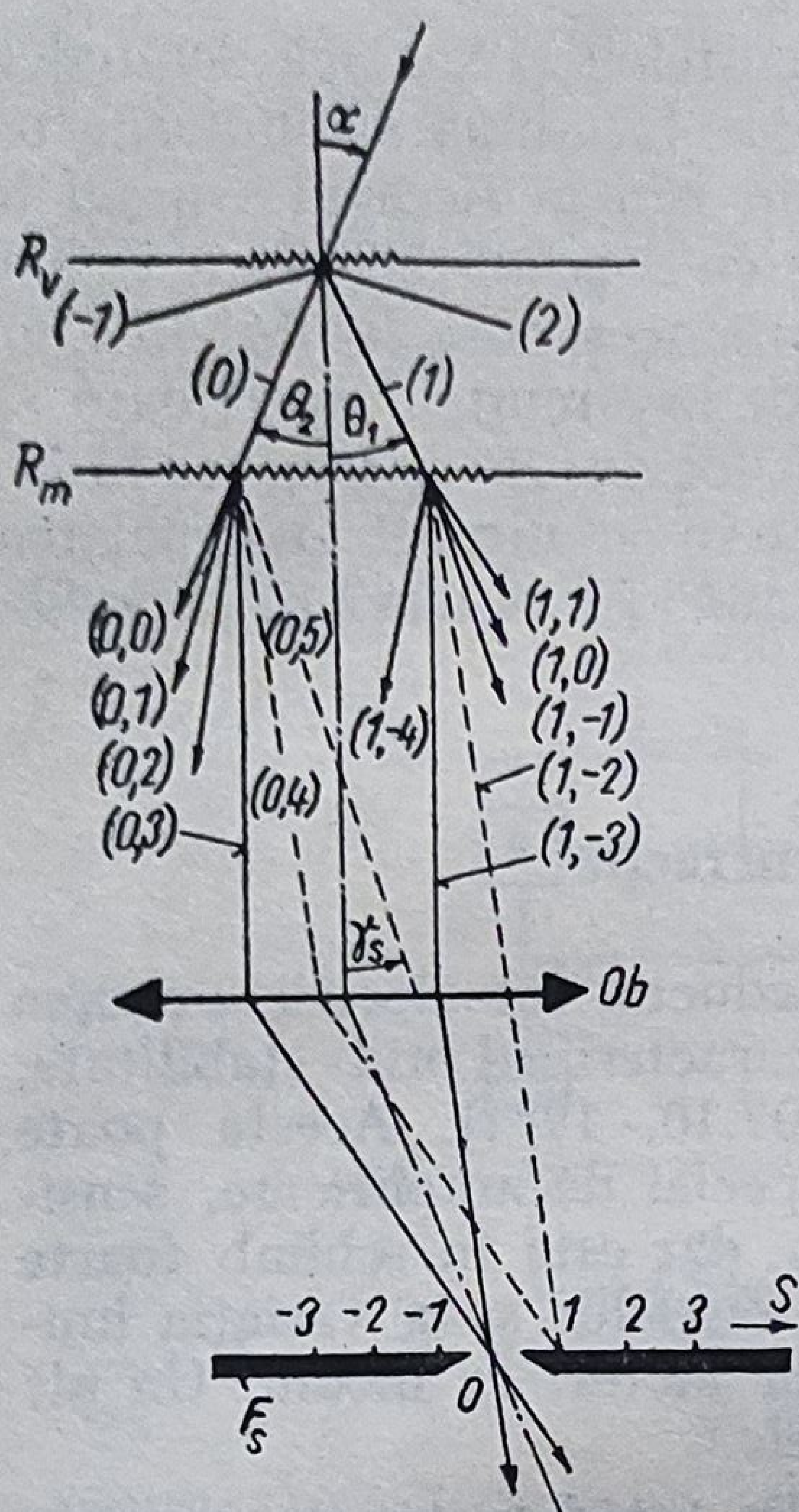



Fig. 4.59. Franje moiré realizate cu rețele de difracție.

În fig. 4.59 se arată modul de acțiune a rețelelor. Se observă că rețeaua vernier $R_v$ produce difracția de ordinele 0 și 1, adică produce difracția dominantă pe nivelele $a$ și $a + 1$. Unghiul de incidență $\alpha$ este astfel ales încît normala la rețeaua $R_v$ să fie bisectoarea unghiului cuprins între nivelele de difracție dominante (0) și (1). Unghiul de incidență se obține din $\sin\alpha = -(A + 1/2)\,\lambda/g_f$, iar unghiurile de difracție pentru cele două direcții sînt date de

$$\sin\,\theta_a = -\lambda/2\,g_f \quad \text{și} \quad \sin\,\theta_{a+1} = \lambda/2\,g_f,$$

în care $g_f$ este pasul rețelei și $\lambda$ — lungimea de undă de referință. Unghiurile de difracție cresc cu ordinul de difracție. Se observă că $\theta_a = -\theta_{a+1}$ și deci lumina este distribuită simetric în raport cu normala la rețea. Această simetrie se obține prin deplasarea sursei.

Pasul rețelei de măsurare $R_m$ este de $\beta$ ori mai mare decît al rețelei $R_v$ (în figura $\beta = 6$), $\beta$ fiind factorul de amplificare a franjelor. În figură cifrele dintre paranteze indică ordinile de difracție; două cifre separate prin virgulă indică respectiv ordinele de difracție pentru rețeaua vernier $R_v$ și rețeaua măsură $R_m$.

Unghiurile de difracție $\gamma$ ale luminii emergente ale rețelei $R_m$, măsurate de la normala rețelei, sînt date de formula $\sin\,\gamma_q = g\lambda/g_c + \sin\theta_p$, în care $\gamma$ și $g$ sînt ordinele de difracție corespunzătoare respectiv rețelei de referință și rețelei măsură, $g_c$ fiind pasul rețelei $R_m$. Practic $g_c = \beta \cdot g_f$. Astfel, razele cu ordinele de difracție $(a, \beta/2)$ și $(a + 1, \beta/2)$ formează cu axa unghiul $\gamma = 0$, adică ies paralele și converg în punctul 0 (focarul $F'$) al obiectivului $0_b$. În figură se observă razele (0,3) și (1, —3) pentru $a = 0$ și $\beta = 6$.

De asemenea, perechi de raze cu ordinele de difracție $(a, \beta/2 + s)$ și $(a+1), -\beta/2 + s)$, unde s este un număr întreg pozitiv sau negativ, inclusiv 0, ies sub unghiul $\gamma$, obținut cu $\sin\,\gamma_s = s\,\lambda/g_c$.

Așadar, toate perechile de raze sînt paralele pentru o anumită valoare a lui $s$ și converg într-un punct din planul focal imagine al obiectivului $O_b$. În fig. 4.59 perechile de raze pentru $s = +1$ sînt indicate prin linii întrerupte și converg în punctul *1*.

Razele provenind de la ordine nedominante ale rețelei $R_v$ la rețeaua $R_m$ ajung în grupele $s$, spre exemplu (— 1 ; 9) și (2 ; — 9), dar acestea transportă o cantitate de energie neglijabilă.

Lama perforată $F_s$ este situată în planul focal al obiectivului $O_b$. Aceasta permite izolarea luminii de la oricare grupă $S$. Practic trec doar razele grupei 0.

În fig. 4.60 rețeaua $R_v$ este o rețea de fază cu 1200 linii/mm, cu difracția dominantă în ordinele 0 și 1. Rețeaua măsură $R_m$ este o rețea de tip Ronchi, cu 20 linii/mm (repere opace de crom vaporizat în vid pe un suport din sticlă; elementele opace au aceiași lățime cu cele transparente). Cele două rețele

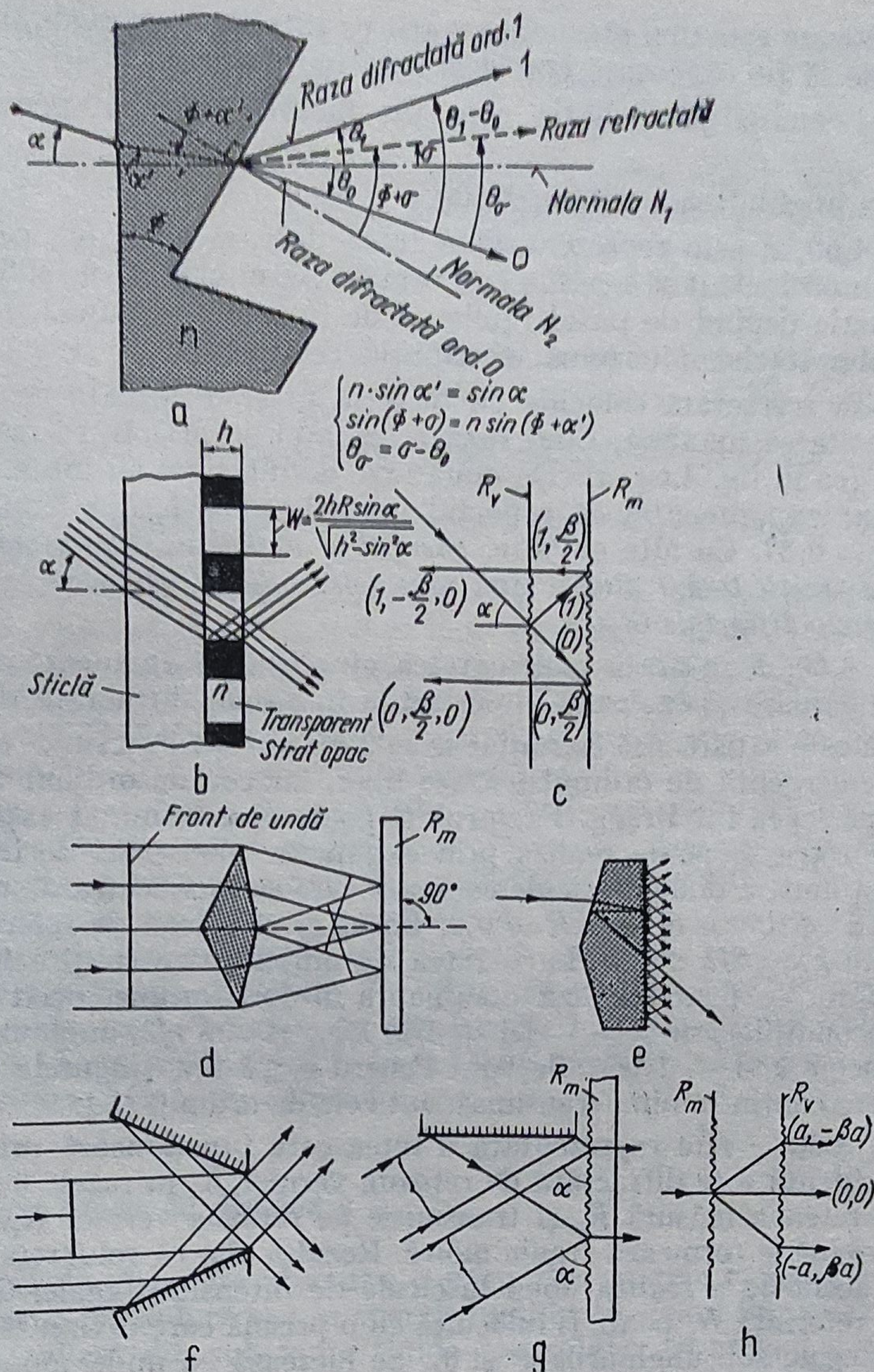



Fig. 4.60. Franje moiré realizate cu rețele de fază și rețele amplitudine.

fac între ele o pană de aer, dacă la capete se introduc cale din hîrtie de diferite grosimi.

Se obțin franje moiré cu contrast bun.

Figura moiré este independentă de poziția unghiulară de observație în apropierea punctului $s = 0$.

În orice punct al cîmpului $N = \beta d/g_c$, unde $d$ este deplasarea rețelei perpendiculară pe linii și $N$ — modificarea ordinului franjelor moiré într-un punct oarecare fix al cîmpului imagine.

Sensibilitatea, adică numărul de franje pe unitatea de deplasare este amplificat. Maximul de sensibilitate se obține pentru deplasarea $d = \lambda/2$.

Cu cît rețeaua este mai grosieră, cu atît ea introduce perturbații mai mari și deci trebuie să fie executată corect și menținută curată.

Raportul semnal-perturbație este un factor limitativ pentru amplificare.

Mărimea unghiulară a sursei: 1/500.

În fig. 4.60, *a* este reprezentată o rețea de fază fină, $R_v$, care asigură dominanța în ordinele 0 și 1 ce fac cu normala $N_1$ unghiurile $\theta_0$ și $\theta_1$. Unghiurile de difracție depind de pasul rețelei și de lungimea de undă, iar unghiul $\Phi$ al flancului rețelei determină distribuția de energie.

Cînd raza refractată coincide cu direcția razei difractate de ordinul 1, ea are intensitatea maximă. Cînd raza refractată se află între razele de ordinile 0 și 1 (ca în fig. 4.60, *a*) cele două raze de difracție au intensități mari. S-a constatat experimental că raportul intensităților $I_1/I_0 \approx 1$ atunci cînd $\theta_\sigma/(\theta_1 - \theta_0) = 0{,}57$. Cu alte cuvinte, *energia se distribuie aproximativ egal în ordinele de difracție 0 și 1 atunci cînd raza refractată este bisectoarea unghiului format de razele difractate 0 și 1.*

În fig. 4.60, *b* se arată cum o rețea amplitudine atenuează ordinele de difracție superioare și egalează intensitățile în razele difractate de ordinele 0 și 1, dacă este satisfăcută condiția: $w = 2\,hR \sin\alpha/\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}$. Se observă că lumina emergentă de ordinul 0 trece liber, iar cea de ordinul 1 suferă o reflexie după legea lui Bragg. Factorul $R$ poate fi determinat experimental. O astfel de rețea se poate realiza prin expunerea unei plăci de înaltă rezoluție sub acțiunea a două fascicule coerente care se intersectează sub unghiul $2\alpha$. Pentru $\alpha = 30°$ se obține $R = 0{,}9$. Pasul $g_f$ al rețelei de referință astfel produsă este $g_f = \lambda/2 \sin\alpha$. La o rețea de amplitudine subțire (rețeaua la care $h \ll q_f$) nu se poate realiza dominanța în două ordine, decît dacă sînt satisfăcute condițiile: $\sin\alpha = -(A + 1/2)\,\lambda/g_f$, $g_f = 3\,\lambda/2$, unghiul de difracție al ordinelor 2 și $-1$ este de 90°. Pentru $g_f \leqq 3\,\lambda/2$ singurele ordine de difracție care conțin lumina transmisă sînt cele de ordin 0 și 1.

În fig. 4.60, *c* este reprezentată o rețea care funcționează prin reflexie. Lumina incidentă este difractată de rețeaua vernier $R_v$ în razele 0 și 1. După reflexie pe rețeaua măsură $R_m$ și transmisie pe rețeaua vernier $R_v$, cele două raze se combină și formează franje moiré. Rezultă clar că rolul rețelei de referință este acela de a realiza două fascicule de intensități egale. Ca urmare, rețeaua de referință $R_v$ poate fi înlocuită cu o prismă care divizează lumina în două părți egale sub unghiurile $\theta°$ și $\theta_1$. Se lucrează cu unde monocromatice plane. Rețeaua măsură $R_m$ este perpendiculară pe bisectoarea fasciculelor divizate. În fig. 4.60, *e*, prisma divizează, refractă și reflectă un fascicul monocromatic astfel încît din prismă ies raze oblice.

Prismele sînt avantajoase, deoarece se pot executa mai ușor și sînt mai luminoase.

În fig. 4.60, *h* este arătat un alt mod de iluminare a două rețele. Rețelele ce pot fi iluminate în ordinele $\pm 1$ sînt: de fază, iluminate simetric. Dacă se iluminează o rețea măsură $R_m$ grosieră, din rețeaua $R_v$ ies trei raze, corespunzătoare ordinelor de difracție arătate. Totuși, raza de ordinal 0 are intensitatea foarte mică, iar componentele $\pm 1$ sînt dominante, producînd o amplificare a franjelor cu $2\,\beta a$ și tabloul moiré nu este influențat de distanța dintre rețele sau de înclinarea acestora.

## 4.14. Filtre optice

Filtrul optic este un element sau sistem optic constructiv care modifică compoziția spectrală sau energia radiațiilor incidente pe el, fără să modifice sensibil forma frontului de undă. Pentru ca imaginea formată de aparat să nu fie alterată, filtrul trebuie montat în dispozitivul de iluminare (în fața obiectului).

Caracteristicile principale ale unui filtru sînt: factorul de transmisie $T = \Phi_T/\Phi_i$ și densitatea spectrală v. tabelul 2.3 $D = \lg(1/T)$. Pentru mai multe filtre $D = \sum_{i=1}^{k} D_i$. Dacă densitatea $D$ nu depinde de lungimea de undă în domeniul spectral considerat, filtrul se numește neutru (cenușiu). Cînd $D = f(\lambda)$, filtrul este selectiv.

Filtrele neutre pentru domeniile $V$ și $UV$ se obțin cu pelicule de Al și Pt depuse prin vaporizare în vid pe lame din sticlă sau de cuarț. Pentru domeniul vizibil ($V$) se folosesc pelicule de grafit și de nigrozină.

Filtrele selective delimitează anumite domenii spectrale. Dacă domeniul spectral este îngust, filtrul este de „bandă îngustă" sau monocromatic. Acest filtru poate fi utilizat și ca monocromator.

Pentru a modifica proprietățile spectrale ale radiației sau sensibilitatea spectrală a receptoarelor se folosesc „filtre de corecție". Spre exemplu, cu un filtru de corecție se modifică sensibilitatea spectrală a unui fotoreceptor pînă ce aceasta corespunde sensibilității spectrale a ochiului.

Caracteristica esențială care permite alegerea unui anumit filtru este curba de transmisie spectrală $T = f(\lambda)$ sau cea de densitate spectrală $D = f(\lambda)$, curbe care sînt date în cataloagele firmelor producătoare.

După fenomenul care stă la baza funcționării lor, filtrele pot fi: de absorbție, interferențiale și de dispersie.

### 4.14.1. Filtre de absorbție

Filtrul de absorbție absoarbe o parte din energia radiațiilor incidente și o transformă în căldură sau în energie luminoasă (cazul luminiscenței) .Acesta poate fi realizat din substanțe fluide sau solide. În primul caz se folosește soluții colorate, introduse în quvete speciale ce se interpun în calea fasciculelor de radiații. Se preferă totuși filtrul solid realizat din folie de gelatină (lipită între lame din sticlă) sau din sticlă colorată.

La caracterizarea capacității de absorbție a unui filtru pentru o anumită lungime de undă se folosește gradul de transparență $\vartheta_\lambda = (\Phi_T/\Phi_i)_\lambda$ pentru o anumită grosime $d$ a materialului filtrului și extincția zecimală $E = \mathrm{tg}\,\frac{1}{\vartheta}$ pentru unitatea de grosime a aceluiași material.

Gradul de transparență $\vartheta$ pentru unitatea de grosime $d_0$ este modulul de transparență $\delta$. Se poate scrie: $\delta = \Phi_T/\Phi_i$, $\Phi_T = \Phi_i\delta$.Pentru al doilea strat al filtrului de aceeași grosime unitară se scrie: $\Phi_{T2} = \Phi_{T1}\delta = \Phi_i\delta\delta = \Phi_i\delta^2$. Pentru o lamă cu grosimea $d$, care cuprinde un număr oarecare de grosimi unitare $d_0$, se poate scrie $\Phi_{Td} = \Phi_i\delta^d$ și deci gradul de transparență pentru

lama filtru cu grosimea $d$ este $\vartheta = \delta^{d/d_0}$. Dacă, spre exemplu, un filtru oarecare lasă să treacă doar $T = 80\%$ dintr-o radiație, atunci $\vartheta = 80/100 = 0{,}8$. Dacă se mărește de trei ori grosimea filtrului, gradul de transparență devine $\vartheta_{3d} = \vartheta^3 = 0{,}8^3 = 0{,}512$. Dacă se micșorează grosimea de două ori se obține $\vartheta_{\frac{1}{2}d} = \vartheta^{1/2} = \sqrt{\vartheta} = \sqrt{0{,}8} = 0{,}895$.

La un sistem optic alcătuit din $k$ suprafețe și $l$ lentile, factorul de transmisie este $T = (1 - \rho_1)(1 - \rho_2) \ldots (1 - \rho_k)\,\vartheta_l.\ \vartheta_1 \cdot \vartheta_3 \ldots \vartheta_l$. La filtrele fluide se folosesc aceleași relații, cînd se modifică concentrația la aceeași grosime, cu deosebire că în locul grosimii se introduce „densitatea substanței colorate“ (cantitatea de substanță colorată în grame pe care o conține un filtru cu suprafața de 1 m²): $m = 100cd$, unde $d$ este grosimea stratului și $c$ concentrația. Prezintă interes și raportul $\Phi_i/\Phi_T = 1/\rho$ care reprezintă o măsură pentru netransparența pe unitatea de grosime $d_0$ a unui strat absorbant. Și aici, pentru netransmitanță, se poate scrie

$$1/\vartheta_d = 1/\delta^d \text{ sau } 1/\vartheta_d = d \cdot \log \frac{1}{\vartheta} = dD = D_d,$$

unde $D = \log(1/\vartheta)$ reprezintă densitatea, coeficientul de extincție sau constanta de absorbție a substanței (v. tabelul 2.3).

Exemplu: Un filtru neutru are transparența $\vartheta = 30\%$, pentru grosimea $d = 1$ mm și o lungime de undă medie. Ce grosime trebuie să aibă filtrul pentru care transparența admisă este de numai 10% din fluxul incident. Această grosime se calculează astfel: $d = D_d/D$. Pentru $\vartheta = 0{,}10$ se calculează $D = \log(1/0{,}1) = 1$ și pentru $\vartheta = 0{,}3$ rezultă $D = \log(1/0{,}3) = 0{,}523$. Așadar, $d = D_d/D = 1{,}000/0{,}523 = 1{,}91$ mm.

La materialele fotosensibile, în loc de densitatea $D$ se folosește înnegrirea $D = -\lg T$ (v. tabelul 2.3).

Un filtru de absorbție absoarbe în mod diferit radiațiile spectrului continuu; el nu absoarbe complet nici o radiație.

*Notă:* un film „nesensibilizat“ reacționează numai la radiațiile albastre și deci funcționează ca un filtru albastru. Un film ortocromatic are un maxim de sensibilitate în galben—verde, alături de cel în albastru (natural). Dacă se dorește o fotografie cu radiații din domeniul galben-verde trebuie estompate radiațiile albastre cu un filtru galben sau galben-verde, în caz contrar timpul de expunere pentru radiațiile galben-verde este insuficient. Filmul pancromatic este sensibil pentru tot domeniul vizibil și deci nu se recomandă filtre. În concluzie, la stabilirea filtrului pentru lucrări fotografice se va ține seama de doi factori: radiațiile utilizate (sursa) și sensibilitatea filmului.

Cînd se folosesc mai multe filtre pentru îngustarea domeniului spectral se va avea în vedere scăderea factorului de transmisie cu creșterea grosimii $d$.

Filtrul de absorbție absoarbe anumite radiații, atenuînd fluxul incident conform legii lui Bouguer: $\Phi_{T\lambda} = \Phi_{i\lambda} 10^{-k(\lambda)d}$, în care $k(\lambda)$ este factorul de absorbție și $d$ — grosimea stratului; se mai poate scrie și $\Phi_{T\lambda} = \Phi_{i\lambda} e^{-k(\lambda)d}$. Cu aceste notații, factorul de transmisie este dat de expresia $T_\lambda = (1 - R_\lambda)^2\, 10^{-k(\lambda)d}$, în care $R_\lambda$ este factorul de reflexie a luminii pe suprafața filtrului.

În diagramele $D(\lambda)$ nu se ține seama de pierderile prin reflexie, adică de $k(\lambda)d$.

Filtrele de bandă îngustă se caracterizează prin:

a) lungimea de undă $\lambda_{max}$ corespunzătoare maximului de transmisie;

b) factorul de transmisie $T_{max}$ în maxim;

c) semilărgimea benzii de transmisie $\Delta\lambda_{1/2}$ corespunzătoare jumătății factorului de transmisie $T_{max}$.

La unele „filtre de tăiere" se indică $\lambda_{min}$ pentru care $T_{lim} = T_{max}/2$.

Fluxul transmis de un filtru în formă de lamă plan-paralelă variază cu variația unghiului de incidență $\alpha$ după legea

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right) \approx 1{,}2\, D_{\lambda} \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}.$$

Fluxul luminos absorbit de un filtru se transformă total în căldură. Din acest motiv, filtrul poate emite radiații *IR* ori se poate sparge.

Prin combinarea diferitelor filtre din sticlă colorată se poate transforma distribuția de energie a emisiei unei lămpi cu incandescență, cu temperatura de 2854 K, în emisia surselor standard de lumină naturală (cu temperatura de culoare de 4800 K sau 6500 K). Combinînd, spre exemplu, filtrul 3C8 (cu $d = 1{,}9$ mm) cu filtrul ЖС 18 (cu $d = 2{,}1$ mm) (realizate în URSS) se ajustează curba spectrală a sensibilității celulei fotoelectrice de seleniu față de sensibilitatea spectrală a ochiului, adică celula dă un curent proporțional cu strălucirea vizuală a obiectului.

În studiul emisiilor foto stimulate se folosesc „filtre încrucișate". Primul filtru transmite radiația de excitare și reține radiația sursei excitate în acel domeniu al spectrului în care se află benzile sau liniile de difuzie sau de luminiscență studiate. Acest filtru se introduce între sursa de excitare și probă. Al doilea filtru se așază între probă și receptor, pentru a reține radiația de excitare, atenuînd la minimum partea studiată a spectrului.

Filtrele lichide cu coloranții sînt incomode, dar deosebit de utile sau de neînlocuit în unele cazuri. Se folosesc mai ales în spectroscopie.

Filtrele de absorbție cu gaze, mai ales cele cu vapori de metale, au selectivitate foarte bună, fapt pentru care se utilizează la separarea unor domenii spectrale.

Trebuie reținut că și aerul este un filtru gazos natural, fiind netransparent pentru radiațiile cu $\lambda < 1800$ Å, datorită absorbției oxigenului. De aceea, se lucrează în vid.

De asemenea, aerul are benzi de absorbție în înfraroșul apropiat. Cuvele cu vapori ai metalelor ușoare volatile Hg, Cs, K, Na, Tl ș.a. sînt folosite pentru înlăturarea liniilor de rezonanță ale acestor metale, în cazul excitării luminiscenței liniilor de rezonanță. Dacă se introduce o cuvă cu vapori într-un cîmp magnetic și se variază intensitatea cîmpului, se poate modifica lărgimea liniei radiației transmise.

*Filtre cu semiconductoare.* Un semiconductor este opac pentru radiațiile cu lungimea de undă mai mică decît o valoare $\lambda_0$ caracteristică care depinde și de temperatură. Majoritatea semiconductoarelor sînt transparente numai în domeniul *IR*.

*Filtrele din materiale organice.* Filtrele din gelatină și din alte substanțe organice se folosesc mai rar, datorită pierderii proprietăților mecanice, ter-

mice și de transmisie în timp. Pot fi însă realizate ușor prin introducerea cristalelor colorate în gelatină.

*Rețelele* din sîrmă funcționează ca filtre de absorbție sau ca atenuatori neselectivi. Transmisia rețelelor nu este aditivă.

### 4.14.2. Filtre interferențiale

Acțiunea unui filtru interferențial se bazează pe fenomenul de interferență, nu pe absorbția sau dispersia luminii.

Un filtru interferențial constă, în general, din straturi subțiri alcătuite numai din medii dielectrice neabsorbante sau din straturi alternative, absorbante și neabsorbante, ale căror grosimi optice $\Delta = nd = m\,\lambda/2$ sînt de ordinul lungimii de undă $\lambda$. Acestea se depun, prin vaporizarea în vid, pe lame din sticlă sau cuarț.

Interferența apare prin suprapunerea undelor reflectate la suprafețele straturilor subțiri.

Cele mai utilizate sînt filtrele de interferență de linie. Acestea sînt filtre care, în combinație cu sticlele colorate, reflectă sau transmit domenii de lungimi de undă foarte înguste.

Filtrele interferențiale pot fi realizate cu unul sau mai multe straturi subțiri.

4.14.2.1. *Filtre interferențiale cu un strat*. Filtrul interferențial cu un singur strat, numit și filtru de linie, este alcătuit dintr-o lamă plan paralelă din sticlă sau din cuarț pe care se depune, prin vaporizare în vid: un strat metalic parțial reflectant (cu factorul de reflexie $R = 85\%$) și parțial absorbant (circa $8\%$) din Ag sau Al, un strat transparent nemetalic și neabsorbant, de grosime optică $\Delta = nd$ și un strat metalic identic cu primul. Cele două straturi metalice parțial reflectante formează două oglinzi ale unui interferometru de tip Fabry-Pérot (v. fig. 6.97), în care au loc reflexii multiple. Prin apariția unor diferențe de fază dependente de lungimea de undă, intensitatea luminii transmise ori reflectate crește sau scade.

Intensitatea transmisă de un filtru de linie este dată de expresia

$$I_T = \frac{I_{Tm}^2}{1 + I_{\rho m}^2 - 2\,I_{\rho m}\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}\,nd\cos\beta - \xi\right)},$$

în care $I_{Tm}$ este intensitatea luminoasă transmisă de un strat metalic individual, $I_{\rho m}$ — intensitatea luminii reflectate a aceluiași strat, pentru direcția de incidență față de stratul intermediar, și $\xi$ — saltul de fază la reflexia pe suprafețe metalice. Valorile extreme apar pentru valoarea unitară a cosinusului.

Intensitatea maximă, care ar fi egală cu 1 pentru cazul ideal al straturilor metalice neabsorbante, scade cînd absorbția $I_\alpha$ crește. Este valabilă relația $I_\rho + I_T + I_\alpha = 1$.

Diferența de drum optic a două raze vecine reflectate sau transmise este $\Delta = 2\,dn\cos\beta$, unde $d$ este grosimea stratului, $n$ — indicele de refracție al stratului subțire și $\beta$ — unghiul de refracție.

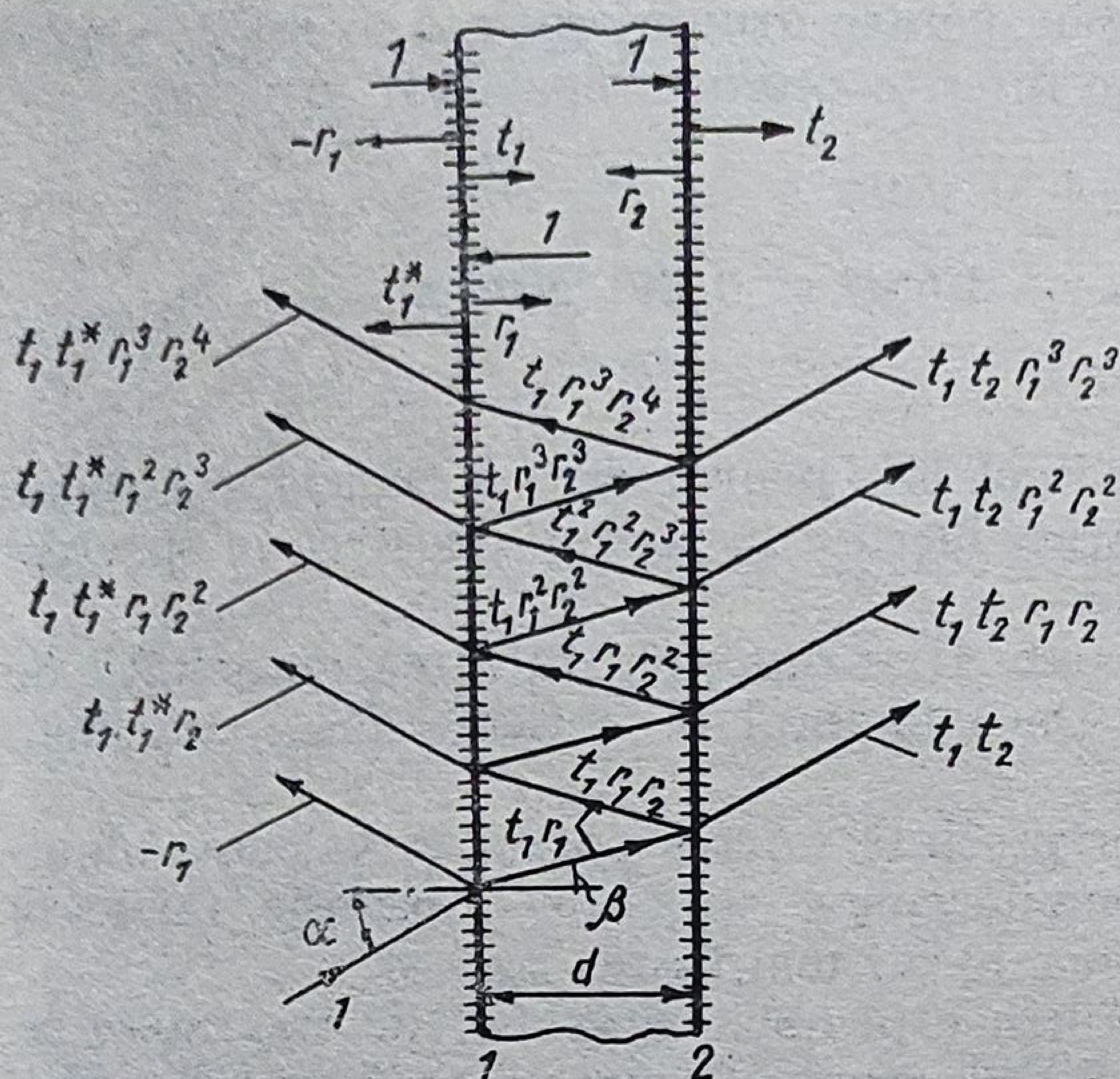



Fig. 4.61. Reflexia multiplă în straturi subţiri.

Cu notaţiile din fig. 4.61 se poate scrie expresia amplitudinii razelor reflectate $A_\rho = -r_1 + t_1 t_1^* r_2 e^{i\varphi} \sum_0^\infty \rho r_1 r_2 e^{i\rho\varphi}$ şi, prin însumare,

$$A_\rho = \frac{-r_1 + r_2 e^{i\varphi}}{1 - r_1 r_2 e^{i\varphi}},$$

unde s-a considerat relaţia $t_1 t^* + r_1^2 = 1$, dedusă din formulele lui Fresnel.

Intensitatea $I_\rho$ a fasciculului reflectat se obţine prin multiplicare cu mărimea conjugată: $I_\rho =$

$$= \frac{r_1^2 + r_2^2 - 2\,r_1 r_2 \cos\varphi}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2\,r_1 r_2 \cos\varphi},$$

unde $\varphi = (2\pi/\lambda)\,2nd\cos\beta$ reprezintă faza.

Amplitudinea totală a luminii transmise se compune din undele individuale care se reflectă de două ori şi se reflectă de un număr par de ori:

$$A_T = t_1 t_2 e^{i\varphi/2} \sum_0^\infty \rho r_1^\rho r_2^\rho e^{i\rho\varphi} = \frac{t_1 t_2 e^{i\varphi/2}}{1 - r_1 r_2 e^{i\varphi}}$$

şi prin multiplicare cu mărimea conjugată

$$I_T = \frac{t_1^2 t_2^2}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2\,r_1 r_2 \cos\varphi}.$$

Intensitatea $I_T$ a luminii transmise are maximul pentru $\cos\varphi = +1$, dacă diferenţa de drum $\Delta = 2\,nd\cos\beta = m\lambda$ şi minimul pentru $\cos\beta = -1$, dacă diferenţa de drum $\Delta$ este un multiplu impar de $\lambda/2$. Pentru cel mai frecvent caz $r_1 = r_2 = r$ şi $t_1 = t_2 = t$ se poate scrie:

$$\frac{I_T(\varphi)}{I_{T(max)}} = \frac{1}{1 + [(2r/(1 - r^2)]^2 \sin^2(\varphi/2)}.$$

Pentru $\varphi_{1/2}$ se obţine $\sin(\varphi_{1/2}/2) = (1 - r^2)/(2r)$ şi în primă aproximaţie,

$$\Delta\lambda = \frac{1}{m} \cdot \frac{1 - r^2}{\pi r} \cdot \lambda_{max},$$

în care: $m$ este ordinul de interferenţă; $\alpha$ — unghiul de incidenţă; $\beta$ — unghiul de refracţie; $r$ şi $t$ — amplitudinile fasciculelor reflectate şi respectiv transmise.

La incidenţă normală, lungimile de undă pentru care fluxul este maxim sînt date de relaţia $\lambda = 2\,nd/m = 2\Delta/m$, în care $m = 1, 2, 3, \ldots$ reprezintă

ordinul de interferență. De exemplu, pentru drumul optic $\Delta = m\lambda/2 = nd =$ $= 0{,}825$ μm filtrul dă maxime de diferite ordine după cum urmează:

$\lambda_1 = 2\,nd/m = 2 \cdot 0{,}825/1 = 1{,}650$ μm;

$\lambda_2 = 1{,}650/2 = 0{,}825$ μm; $\lambda_3 = 1{,}65/3 = 0{,}550$ μm și

$\lambda_4 = 1{,}65/4 = 0{,}4125$ μm.

Ordinul dorit, de exemplu ordinul III, pentru $m = 3$, se izolează cu un filtru de absorbție suplimentar. Acest lucru este posibil, deoarece în spectrul vizibil apar cel mult două ordine.

Domeniul de filtrare activ poate fi variat prin valoarea capacității de reflectare a straturilor metalice. Dacă factorul de reflexie $R \equiv \rho$ este mic, banda este largă.

Pentru caracterizarea filtrelor prezintă interes poziția și valoarea maximului de transmisie, mai precis semilărgimea curbei de transmisie. Cu toate acestea, lățimea activă este de circa 10 ori mai mare.

Dacă fasciculul incident pe filtru este oblic, maximul de transmisie se deplasează spre albastru. La unghiuri de incidență mai apare chiar o divizare a curbei în două maxime cu lumină polarizată perpendicular. Se vor evita unghiuri de incidență de peste 30° și semilărgimi prea mici.

Unghiul de deschidere $2\,\sigma_0 = 2n\,\sqrt{2\delta\lambda/\lambda}$ (unde $\delta\lambda/\lambda$ reprezintă deplasarea relativă a maximului de transmisie) dă poziția maximului benzii de transmisie.

Cu un strat în formă de pană se construiesc filtre de interferență cu domeniul spectral continuu variabil și deci se poate utiliza ca monocromator simplu.

Filtrele interferențiale metalice au o semilărgime maximă de 10 nm la un factor de transmisie maxim de 40%.

Filtrele interferențiale metalice duble ating o semilărgime pînă la minimum 5 μm în contul micșorării factorului de transmisie pînă la 10%.

Și la filtrele interferențiale metalice plan-paralele se poate varia lungimea de undă transmisă între anumite limite (circa 10 pînă la 20 nm, la aceeași semilărgime spectrală) spre domeniul radiațiilor cu lungime de undă mică, dacă filtrul, situat în fascicul paralel, se rotește contra fasciculului incident, adică fasciculul cade oblic pe filtru. Același efect se obține dacă filtrul de interferență metalic se introduce în fascicule convergente ori divergente, pentru a realiza o mărire a semilărgimii în fascicul telecentric. Se preferă ultima soluție.

În grupa filtrelor interferențiale pot fi considerate și acelea care au dublă refracție, de cele mai multe ori substanțe rotitoare între o pereche de filtre de polarizare, dar sînt inferioare celor interferențiale metalice.

Datorită reflexiei mici la suprafețele limită ale stratului simplu, această interferență este nepotrivită pentru scopuri practice. O creștere considerabilă a reflexiei se obține prin straturi multiple.

4.14.2.2. *Filtrele interferențiale cu straturi multiple*. Filtrele cu straturi multiple pot fi grupate în două grupe: — filtre din straturi absorbante și neabsorbante numite filtre metalice; — filtre din mai multe straturi dielectrice neabsorbante numite multistrat.

a. *Filtre metalice*. Dintre toate filtrele, cel mai utilizat este filtrul monocromat interferențial metalic, realizat pentru prima dată de W. Geffcken în anul 1939.

Acesta constă din două sau din mai multe straturi metalice ($M$) din Ag sau Al, parțial reflectante, separate de cîte un strat dielectric. Pentru mărirea transmisiei se folosesc sisteme din straturi metalice și dielectrice. În principiu, se utilizează astăzi 4 feluri de filtre interferențiale metalice ca monocromator, care se deosebesc în construcție. — *Filtre interferențiale metalice (filtre linie sau de bandă îngustă)*, care constau din două straturi metalice parțial transparente $M$ și un strat dielectric situat între acestea, cu grosimea optică $nd$. Prin lipirea cu sticle colorate se exclud toate ordinele de interferență pînă la 1 μm. Simbolizare: $M_1 - M_2$. La acestea, factorul de transmisie maxim $T_{max} \approx 200\ T_{min}$ și semilărgimea spectrală $\Delta\lambda$ este foarte mică. *Filtre interferențiale dublu metalice (filtru cu linie dublă)* care iau naștere prin lipirea a două filtre de linie identice. Simbolizare: $(M_1 - M_2) - (M_1 - M_2)$ *Filtre interferențiale cu o bandă*, alcătuite din trei straturi metalice de transmisii potrivite, separate de cîte un strat de dielectric. Au avantajul față de primul că panta de cădere a flancului este mai abruptă și transmisia reziduală este mică. Simbolizare: $M_1 - M_2 - M_3$). *Filtre interferențiale cu bandă dublă*, care se obțin prin lipirea optică a două filtre de bandă identice. Simbolizare: $(M_1 - M_2 - M_3) - (M_1 - M_2 - M_3)$.

Filtrele interferențiale metalice depind de unghiul de incidență. Diferența de drum $\Lambda = 2\,nd \cos\beta$ depinde de unghiul de incidență prin legea refracției $\sin\alpha = n \sin\beta$. Cu creșterea unghiului de incidență a fasciculului paralel se deplasează maximul spre lungimi de undă mici.

Prin reflexia metalică are loc divizarea maximului în două maxime perpendiculare și polarizate. Divizarea $|\lambda^{\perp}_{max} - \lambda^{\parallel}_{max}|$ este proporțională inversului numărului de ordine și numai în mică măsură dependentă de lungimea de undă $\lambda$.

Bazele teoretice ale filtrelor de bandă se reduc la filtrele de linie, dacă în locul de $I_{Tm}$ și $I_{\rho}$ se introduce al doilea strat metalic $I_T$ și $I_{\rho}$, care rezultă din filtrul de linie, ce reprezintă, în ultimă instanță, $M_2 - M_3$.

Avantajul esențial al filtrelor de bandă față de filtrele de linie este căderea bruscă a ambelor flancuri ale maximului.

Filtrele cu bandă dublă se apropie de idealul unei curbe de filtrare, la care căderea transmisiei are loc perpendicular, așa că semilărgimea este egală cu 1/10 din valoarea lărgimii.

În timp ce la un filtru de linie valoarea lărgimii este de trei ori semilărgimea, la un filtru de bandă ea este egală numai cu 1,7 ori și scade la 1,5 ori pentru filtre de bandă dublă.

Datele optice medii ale tipurilor de filtre descrise sub punctele 1) ... 4) se dau în tabele.

b. *Filtre multistrat*. Filtrele multistrat sînt alcătuite din straturi dielectrice neabsorbante și constituie sisteme interferențiale cu straturi multiple, numite „multilayer". Se realizează prin evaporare în vid de straturi alternative cu indici de refracție mari și mici (fig. 4.62). Funcție de caracteristica de transmisie dorită (fig. 4.63), la filtrele interferențiale multistrat trebuie bine determinate grosimile straturilor, numărul acestora și ordinea lor în așa fel încît grosimile optice ale straturilor să fie situate între $\lambda/4$ și $\lambda$.

După felul caracteristicii dorite, sînt necesare 5 pînă la 25 straturi, pentru un singur filtru. Fasciculele care interferează iau naștere prin reflexie la suprafețele limită ale straturilor, pe baza diferiților indici de refracție. Aceste filtre

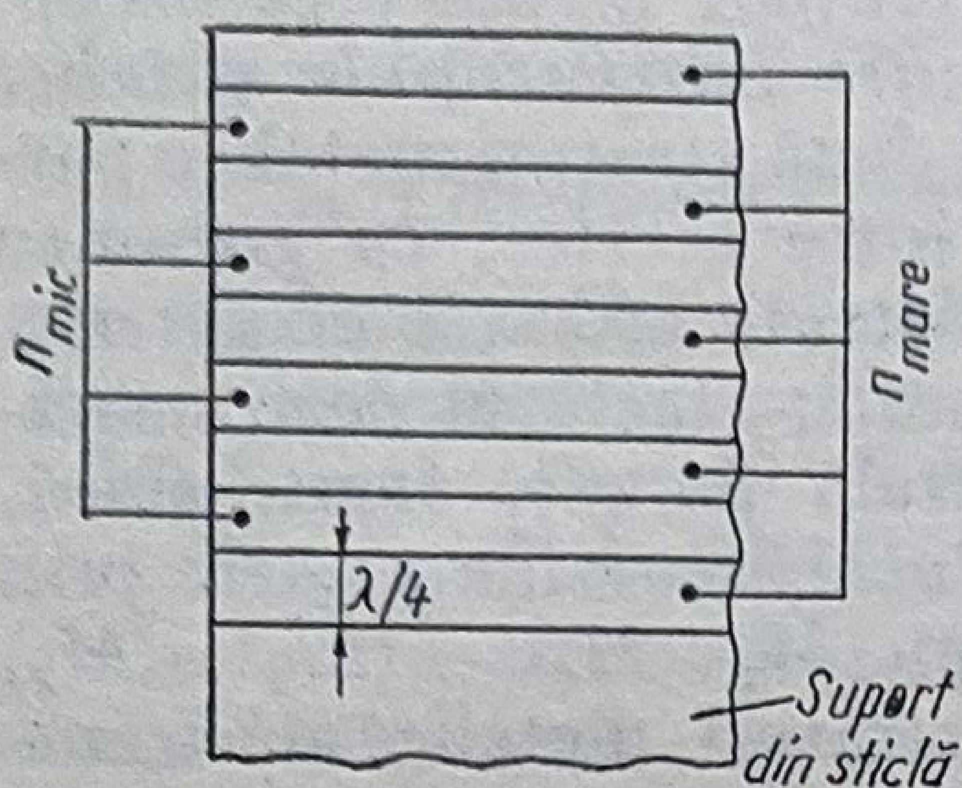



Fig. 4.62. Filtru interferențial multistrat (9 straturi de grosime λ/4).

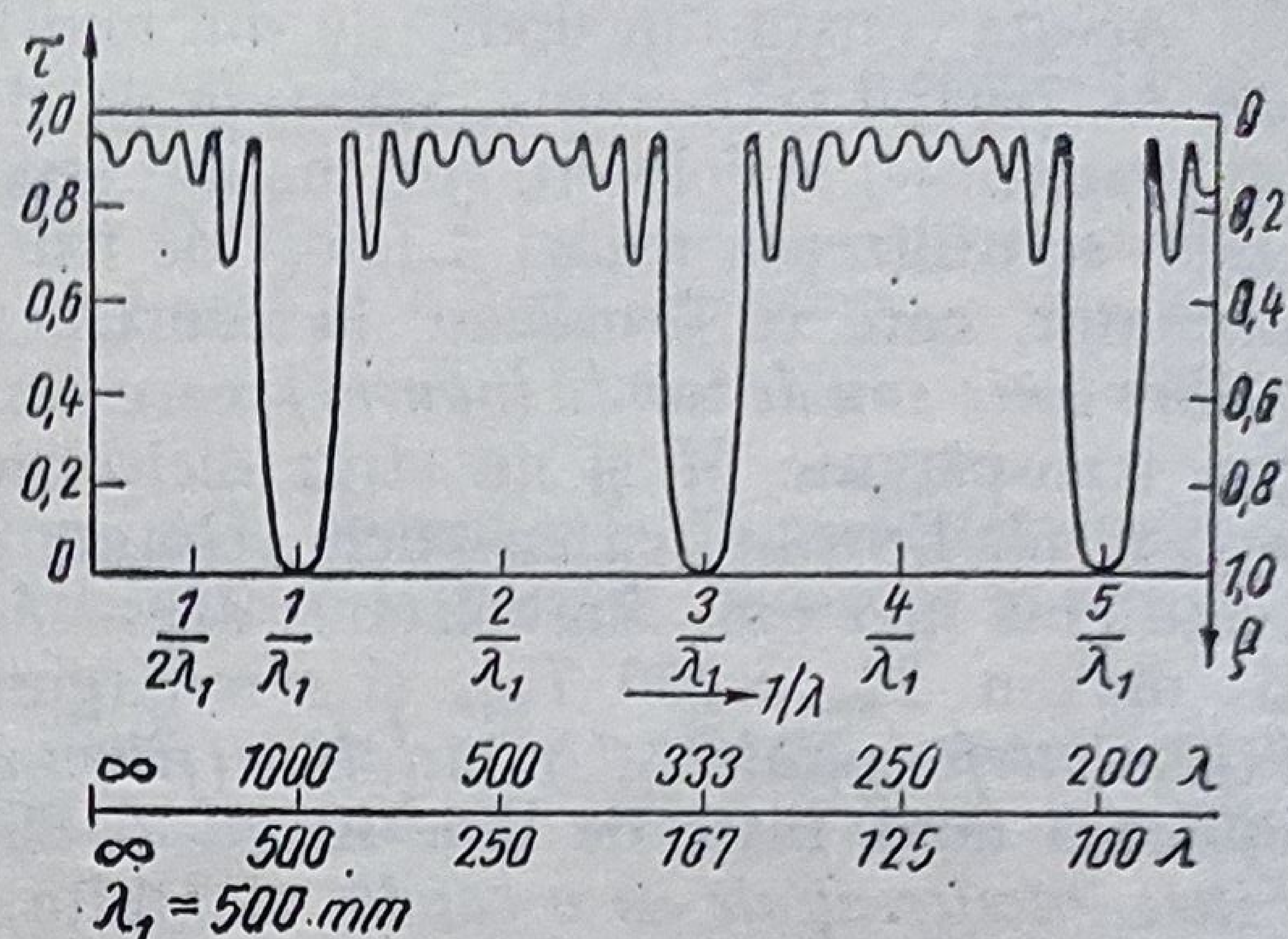



Fig. 4.63. Factorii de transmisie τ și de reflexie ρ pentru filtrul multistrat din fig. 4.62.

se realizează pentru domeniile *UV*, *V* și *IR*. Pentru domeniul *IR*, Greenler a indicat filtre din straturi de Tellur și sare gemă.

Aceste filtre cu straturi multiple au semilărgimea $\Delta\lambda = (4 \ldots 6)$ mm la $T_{max} = 80\%$.

Alte variații au dus la „filtre muchie", oglinzi reci, filtre minus ș.a. Toate acestea pot fi grupate în „divizoare de radiații".

Filtrele muchie, la care factorul de transmisie crește brusc cu creșterea lungimii de undă, pot fi realizate, în domeniul vizibil, și cu sticle colorate, dar nu este posibil să se obțină o scădere bruscă a transmisiei cu creșterea lungimii de undă.

Filtrele muchie din straturi multiple au două muchii abrupte: una crescătoare și una descrescătoare.

Acestea se folosesc ca oglinzi divizoare pentru separarea fără pierderi a domeniilor spectrale învecinate. Prin așezarea unei oglinzi de roșu după una de albastru se poate descompune lumina albă în cele trei culori fundamentale: albastru, roșu și verde. Astfel de filtre tricromatice se folosesc la camera pentru filmat color de televiziune.

Filtrele interferențiale care transmit doar radiațiile vizibile și reflectă pe cele infraroșii, se numesc filtre de protecție împotriva căldurii. Un caz extrem al filtrului muchie cu straturi multiple îl constituie „oglinda rece". Aceasta reflectă tot spectrul vizibil, avînd factorul de reflexie în maximum aproape 100%, în timp ce radiațiile roșii trec aproape complet, neabsorbite.

Oglinda rece reprezintă un sistem de circa 20 de straturi refractante de grosime λ/4, cu indici de refracție mari ($TiO_2$: 2,2; ZnS: 2,3; ...) și mici (Criolit: 1,35; $HgF_2$; 1,38; $SIO_2$: 1,65; ...).

Filtrele minus sînt, de asemenea, cu straturi multiple, și netransparente pentru o culoare. Se utilizează în microscopia cu contrast de fază.

Un filtru interferențial monocromatic, descris prima dată de Turner și Leurgans în 1947, utilizează lamele cu reflexie totală în locul straturilor metalice.

Acest filtru constă din două lamele cu reflexie totală, ca divizoare de fascicule fără absorbție. Între cele două lamele se află un strat cu indice de

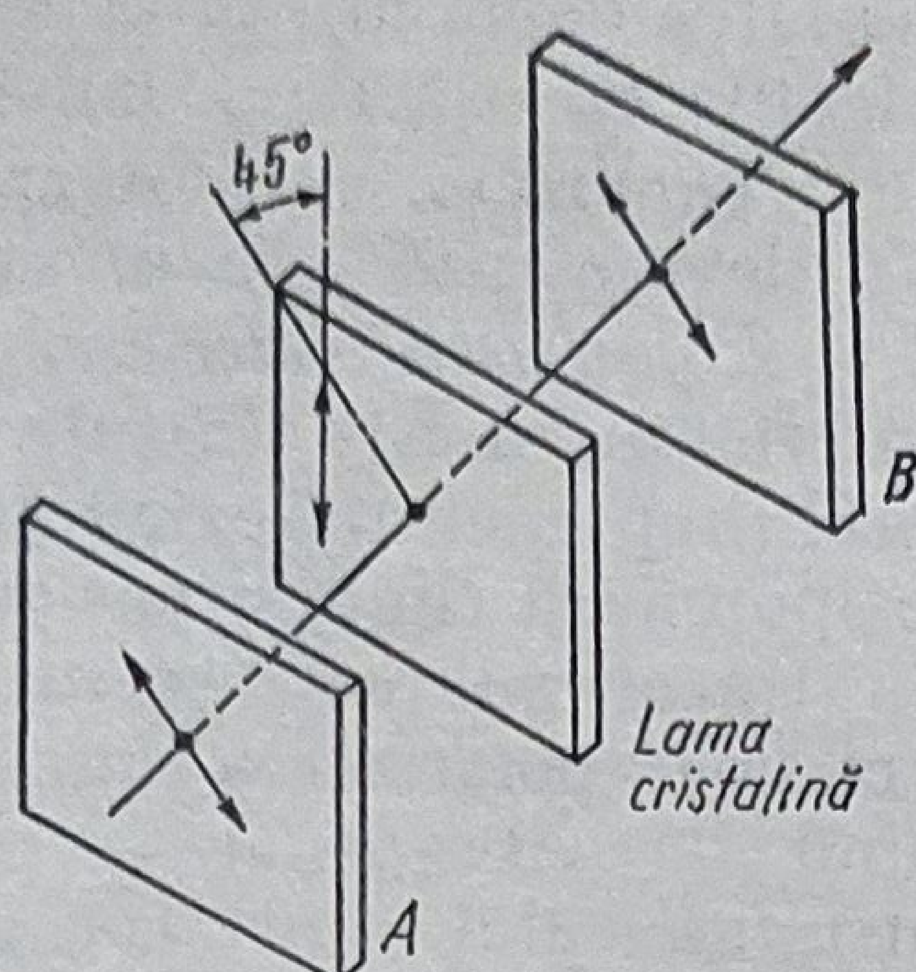



Fig. 4.64. Filtru interferențial cu reflexie totală anihilată.

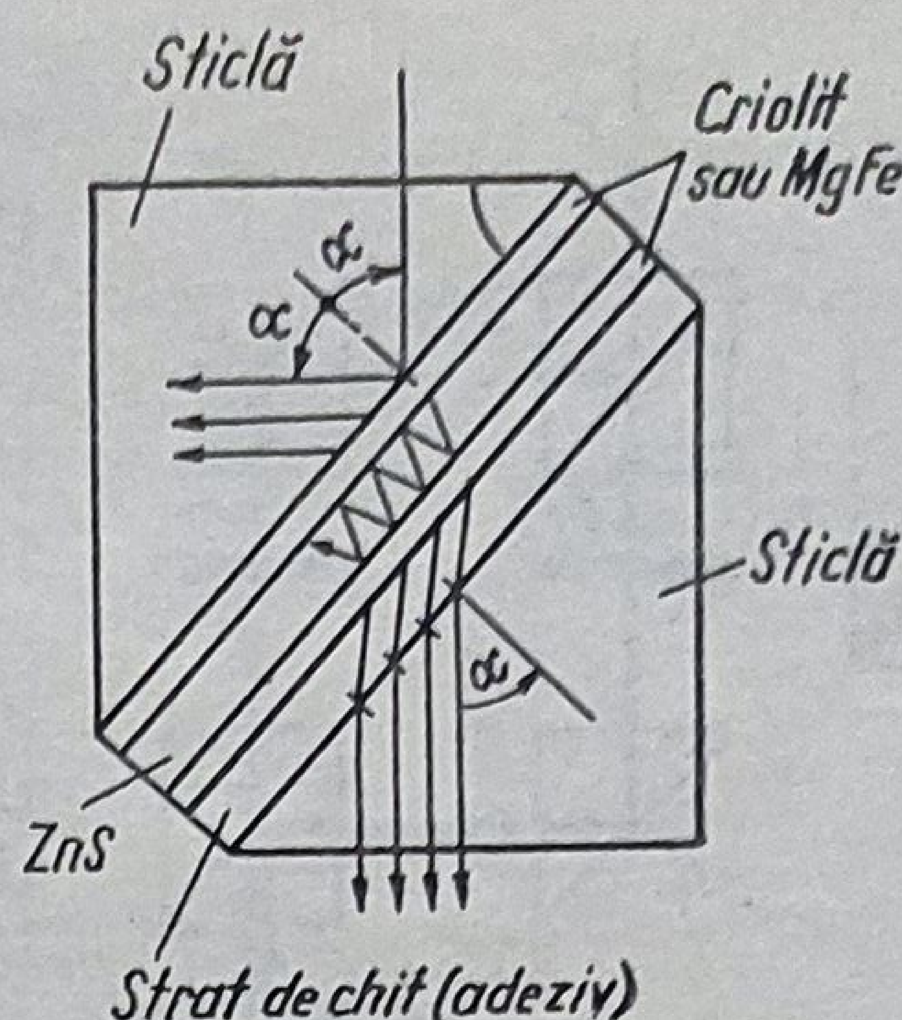



Fig. 4.65. Filtru interferențial de polarizare Wood: $A$, $B$ — lame de polarizare.

refracție mare (fig. 4.64). Sistemul funcționează în domeniul unghiului de incidență care asigură reflexia totală.

Teoretic se pot obține semilărgimi oricît de mici la o transmisie de 100%. Practic există limite cauzate de materialele utilizate. Filtrul are principial două maxime polarizate perpendicular. Diferența de fază la reflexie poate fi compensată cu lame birefringente.

4.14.2.3. *Filtre interferențiale de polarizare*. Un filtru interferențial de polarizare se bazează pe interferența razelor polarizate. Benzile de transmisie sînt foarte înguste $\Delta\lambda < 1$Å. Se folosesc rar, deoarece sînt complicate, scumpe și sînt realizate în unicat.

În fig. 4.65 este reprezentat un filtru interferențial de polarizare indicat de Wood. Lama cristalină polarizează lumina incidentă în două fascicule de aceeași intensitate, situate pe aceeași direcție, dar în plane perpendiculare. Vitezele sînt $v_0 = c_0/n_0$ și $v_e = c/n_e$. Dacă la ieșirea din lamă, fasciculele au o diferență de drum $\Delta = d(n_e - n_0) = k\lambda$, ele interferează și se obține lumină polarizată în același plan cu planul de polarizare inițial și trece liber prin polarizorul $B$.

Dacă $\Delta$ este egal cu un număr impar de semiunde, planul de vibrare se rotește cu 90° și lumina este oprită total de polarizorul $B$. Neglijînd pierderile prin reflexie și absorbție prin lamă și polarizorul $A$, transmisia ansamblului Wood depinde de lungimea de undă $\lambda$:

$$T = \cos^2 [\pi d \ (n_e - n_0)/\lambda].$$

Lamele de polarizare lasă să treacă lumina incidentă dacă aceasta este plan polarizată și bine orientată.

Lumina transmisă de filtrul Wood are factorul de transmisie maxim pentru lungimile de undă $\lambda_{max} = d(n_e - n_0)/k$ și minimă $T = 0$ pentru $\lambda_{min} = 2d(n_e - n_0)/(2k - 1)$; $\Delta\lambda = \lambda_{max} - \lambda_{min} = \lambda_{max}/(2k + 1)$. Pentru $2k \gg 1$, rezultă $\Delta\lambda = \lambda^2/2d(n_e - n_0)$.

Distanța dintre două maxime vecine este 2 $\Delta\lambda$. Variația temperaturii deplasează lungimea de undă. Grosimea $d$ a plăcii nu produce astfel de deplasări.

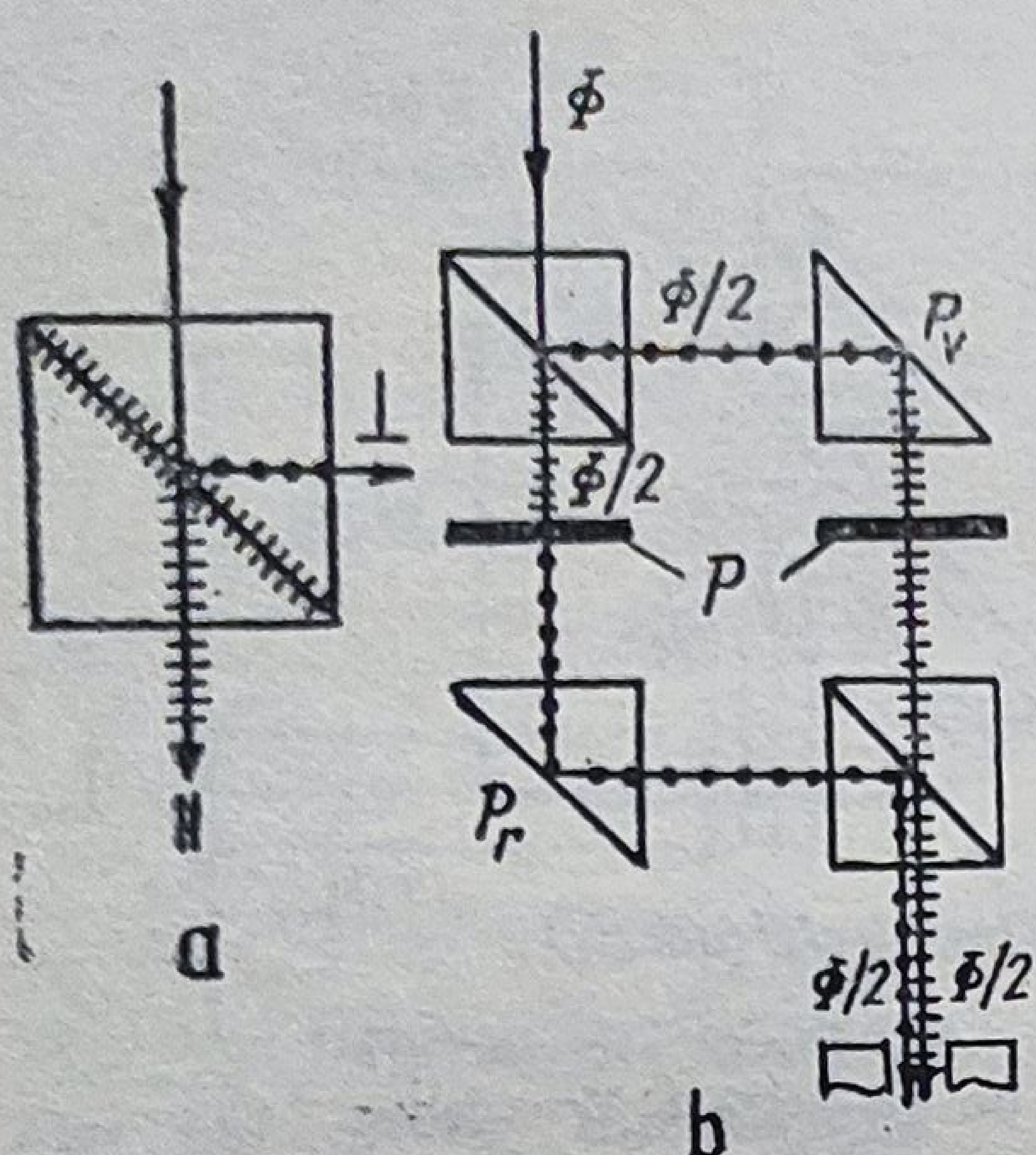



**Fig. 4.66.** Polarizori cu straturi de interferență și lame de fază $\lambda/2$ la 45°. $P_r$ — prismă cu reflexie totală.

Compensarea deplasării produce de lamă se poate efectua cu o a doua lamă situată perpendicular pe prima, care inversează razele: raza 0 devine rază *e* și invers.

4.14.2.4. *Polarizoare interferențiale.* Un polarizor interferențial este alcătuit din două prisme isoscel drepte, cu reflexie totală, între suprafețele ipotenuză fiind situat un sistem alcătuit din straturi subțiri care nu produce deplasări, ci doar polarizarea luminii incidente. Planul de vibrare al vectorului electric pentru fasciculul transmis este paralel cu planul de incidență, iar cel al fasciculului reflectat este perpendicular (fig. 4.66, *a*). Datorită lipsei absorbției se poate obține lumină polarizată fără pierderi. Unghiul de incidență: 5—10°. În fig. 4.66, *b* este reprezentat un sistem de polarizori din prisme și lame de fază.

*Filtrul Lyot* constă dintr-un pachet de filtre Wood cu grosimi ale lamelor care cresc în progresie geometrică cu rația 2. Polarizorul de ieșire al unui filtru este polarizor de intrare pentru filtrul următor.

Lărgimea benzii de transmisie este determinată de cea mai mare grosime de lamă.

Transmisia filtrului este egală cu produsul transmisiilor filtrelor Wood componente:

$$T = \cos^2 \frac{\pi(n_e - n_0)\,d}{\lambda} \cdot \cos^2 \frac{2\pi d(n_e - n_0)}{\lambda} \ldots \cos^2 \frac{2^{k-1}\,d(n_e - n_0)}{\lambda}$$

$k$ fiind numărul de elemente și $d$ — grosimea celei mai subțiri lame ($d = (5 \ldots 30)\,\lambda/(n_e - n_0)$).

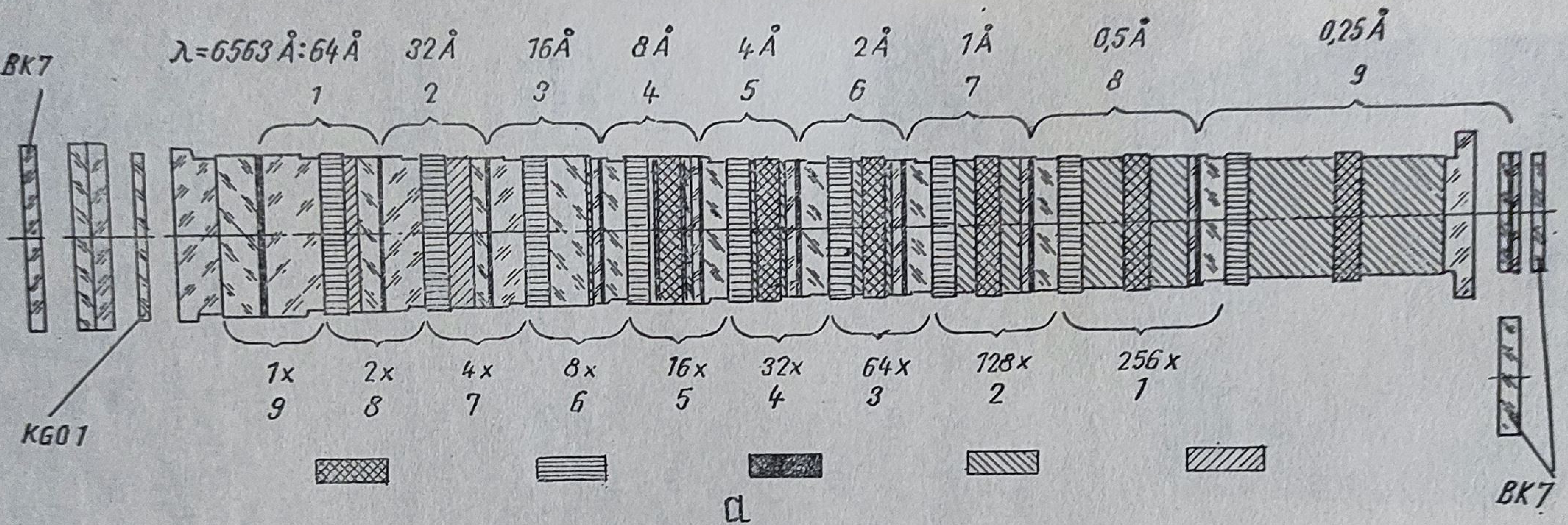
Lamele de interferență de ordin mic se execută din cuarț, iar cele de ordin mare din calcit. Factorul de transmisie $T \approx 11\%$; fondul parazit atinge circa 14%. Lungimea de undă poate fi variată prin variația temperaturii.

În fig. 4.67 este reprezentată *construcția filtrului universal UBF*(*UBF* = = Universal Birefringent Filter) realizat de firma C. Zeiss-Oberkochen. Se văd: 2 lame din cuarț, hașurate cu albastru, 13 lame din calcit (Spat de Islanda) hașurate în roșu.

Coloana optică, introdusă într-un tub cu ulei pentru micșorarea pierderilor prin reflexie (fig. 4.67, *b*), conține: 6 lame de fază $\lambda/2$; 9 lame de fază $\lambda/4$; 9 polarizori precum și numeroase lame de acoperire și închidere din sticlă BK 7 (Schott).

În calea fasciculului pot fi aduse 6 filtre interferențiale cu straturi multiple fixate într-un revolver ce poate fi comandat de instalația din fig. 4.67, *c*), a căror transmisie este de circa 40 ... 80 Å semilărgime ($B_{hw}$) în afara domeniului vizibil. Suplimentar se găsește o sticlă de protecție calorică *KG* 01.

Întreaga optică a filtrului universal conține peste 100 suprafețe exterioare ale lamelor din cristal și sticlă bine prelucrate. Lateral se vede al 10-lea polarizor ce poate fi rabatabil și înlocuit cu sticlă *BK* 7. Prin aceasta se dublează


BK7
λ=6563 Å:64 Å
32 Å
16 Å
8 Å
4 Å
2 Å
1 Å
0,5 Å
0,25 Å
1
2
3
4
5
6
7
8
9
1x
2x
4x
8x
16x
32x
64x
128x
256x
9
8
7
6
5
4
3
2
1
KG01
BK7
a

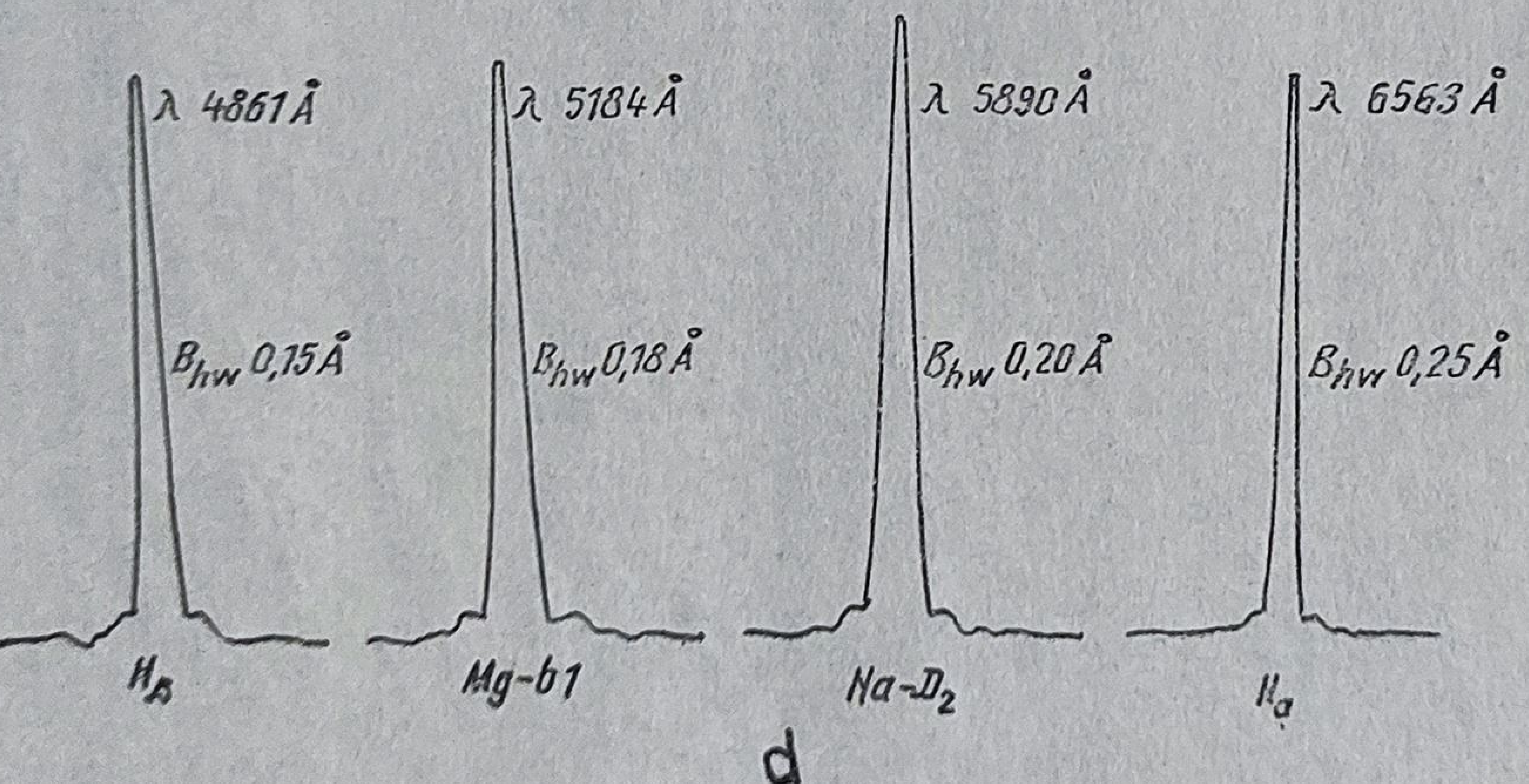

λ 4861 Å
$B_{hw}$ 0,15 Å
λ 5184 Å
$B_{hw}$ 0,18 Å
λ 5890 Å
$B_{hw}$ 0,20 Å
λ 6563 Å
$B_{hw}$ 0,25 Å
$H_\beta$
Mg-b1
Na-$D_2$
$H_\alpha$
d

Fig. 4.67.

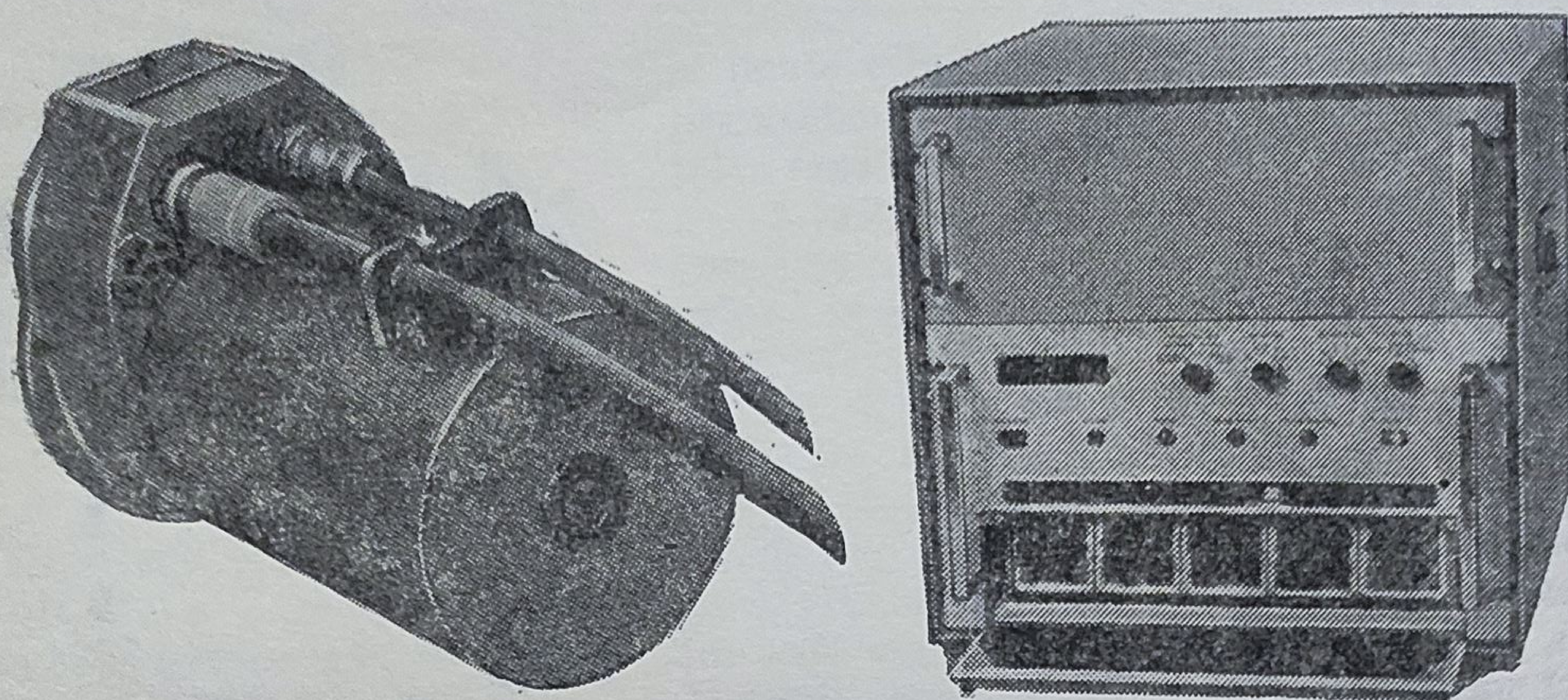


Fig. 4.67. **Filtrul universal** UBF (C. Zeiss-Oberkochen).

semilărgimea spectrală. În total există 9 grupe din cristal ale căror semilărgimi sînt date în fig. 4.67, *d*.

Fiecare grupă din cristal conține cîte o lamă de fază λ/4 necesară pentru deplasarea liniei.

Lamele de fază λ/4 și λ/2 sînt acromatizate prin combinarea a două lame din cristal din cuarț și fluorură de magneziu cu diferite dispersii și birefringențe. O lamă este rotită față de cealaltă cu 90°. Ambele sînt lipite pe lame din sticlă și cu ulei între ele.

Pentru două linii spectrale lamele de fază dau o diferență de drum precis de λ/4 și respectiv λ/2. Pe de altă parte, rămîn abateri în partea cealaltă (rămasă) a spectrului vizibil cu circa 5%.

Cei 10 polarizori determină transmisia totală a filtrului după relația $T_{total} = T_v T_{n1} T_p^9$,
în care: $T_v$ este transmisia filtrului anterior (din față), $T_{n1}$ — transmisia primului polarizor pentru lumină naturală, $T_p$ — transmisia polarizorilor pentru lumină polarizată liniar în poziția paralelă; $T_n \approx 0{,}42$; $T_p \approx 0{,}24$ în domeniul spectral mijlociu; $T_{total} = 10\%$ pentru λ mari (roșu); $T_{total} \approx 5\%$ pentru λ mici (albastru).

Lungime totală: 425 mm și diametrul 200 mm. Un filtru moncromat Lyott pentru cercetarea radiațiilor Solare este descris în Opton Informationen Nr. 4/1968, p. 156—162.

### 4.14.3. Filtre de dispersie

Acțiunea unui filtru de dispersie se bazează pe dependența indicelui de refracție cu lungimea de undă. Cele mai utilizate filtre de acest tip sînt filtrele Christiansen și Brumberg.

a. *Filtrul Christiansen* este alcătuit dintr-o cuvă umplută cu pulbere dintr-un material transparent peste care se toarnă un lichid al cărui indice de refracție este egal cu al pulberii (pentru o anumită lungime de undă λ). Această cuvă este optic omogenă pentru radiația cu lungimea de undă λ, dar difuzează lumina cu alte lungimi de undă mai mari ori mai mici. Prin

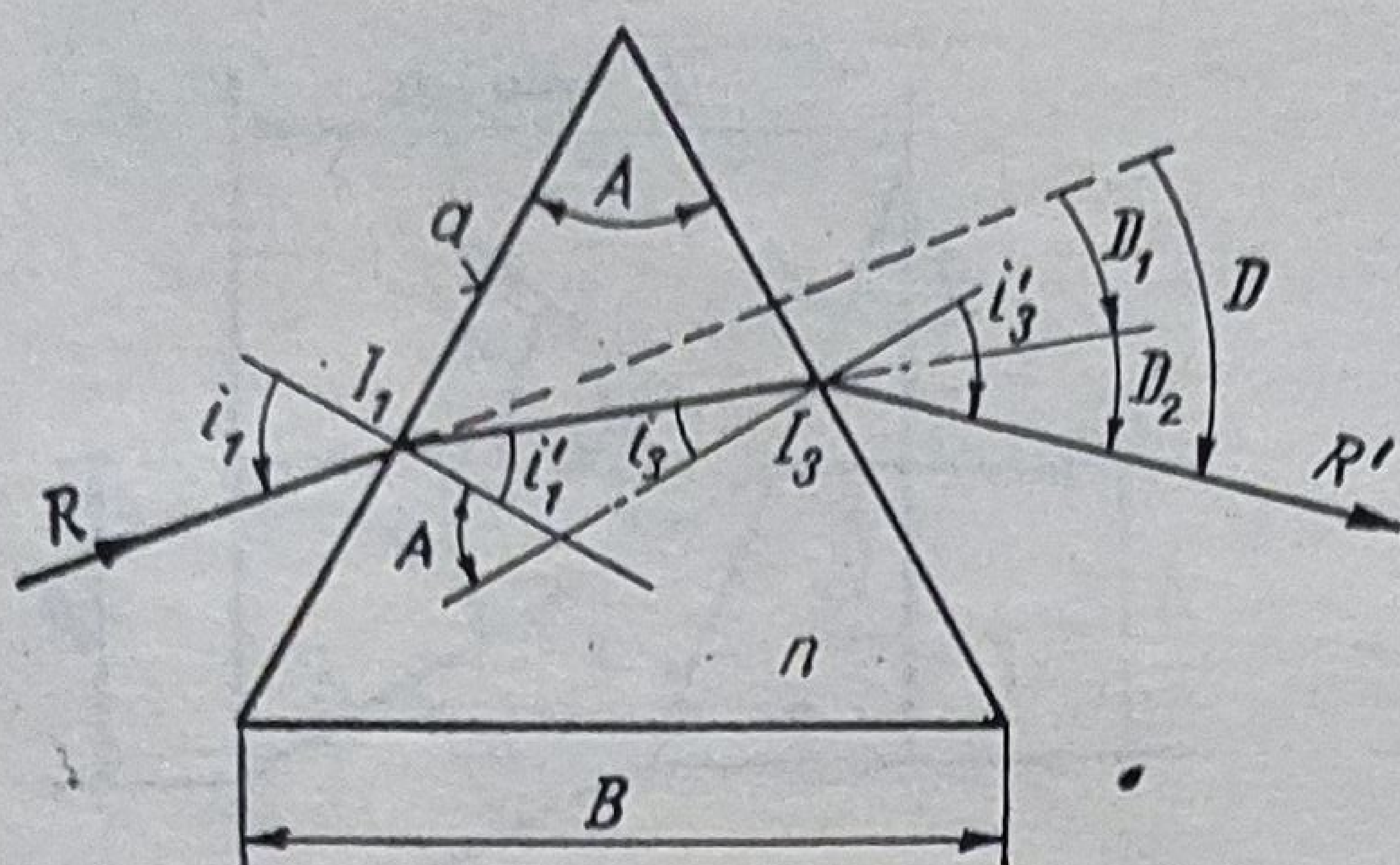


Fig. 4.68. Deviația produsă de o prismă.

schimbarea indicelui de refracție al lichidului, adăugînd o altă componentă ori modificînd temperatura cuvei, se modifică lungimea de undă în maximul de transmisie. Dacă nu se urmărește acest lucru, filtrul trebuie termostatat. Filtrele de acest tip se utilizează în toate domeniile spectrale: *UV*, *V*, *IR*.

b. *Filtrul Brumberg* constă dintr-o prismă cu indicele de refracție $n_1$, alcătuită din două părți, separate de un strat subțire cu $n_2 < n_1$. Unghiul de incidență se alege în așa fel încît radiațiile cu lungimile de undă mai mari decît o valoare $\lambda$ să fie reflectate total pe stratul de separare. Pentru aceasta trebuie satisfăcută condiția:

$$\frac{dn_1}{d\lambda} \Big/ \frac{dn_2}{d\lambda} < \frac{n_1}{n_2}.$$

Așadar, filtrul Brumberg reflectă radiația cu lungime de undă mai mare decît lungimea de undă limită $\lambda$. Filtrul are apertură mică și trebuie termostatat.

## 4.15. Prisme

### 4.15.1. Deviația produsă de o prismă

Cu notațiile din fig. 4.68 se deduce deviația $D$ a razei refractate $R'$ față de direcția razei incidente $R$:

$$D = i_1 - i'_1 + i'_3 - i_3 = i_1 + i'_3 - (i'_1 + i'_3) = i_1 + i'_3 - A.$$

$$\sin i_1 = n \sin i'_1; \ \sin i'_3 = n \sin i_3; \ i'_1 + i_3 = A;$$

$$\sin i'_3 = n \sin i_3 = n \sin(A - i'_1) = n(\sin A \cos i'_1 - \cos A \sin i'_1) =$$

$$= \sin A \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \cos A \sin i_1;$$

$$A = i_1 + \arcsin(\sin A \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \cos A \sin i_1) - A.$$

### 4.15.2. Minimul deviației

Deoarece $D$ depinde de $i_1$, deviația minimă $D_{min} = D^*$ se obține pentru $dA/di_1 = 0$. În acest caz $\cos i_1 \cos i_3 / \cos i'_1 \cos i'_3 = 1$. Această condiție este satisfăcută atunci cînd $i_1 = i'_3$, adică pentru $i'_1 = i_3$. În acest caz raza care se propagă prin prismă este perpendiculară pe bisectoarea unghiului $A$ și astigmatismul este nul (fig. 4.69).

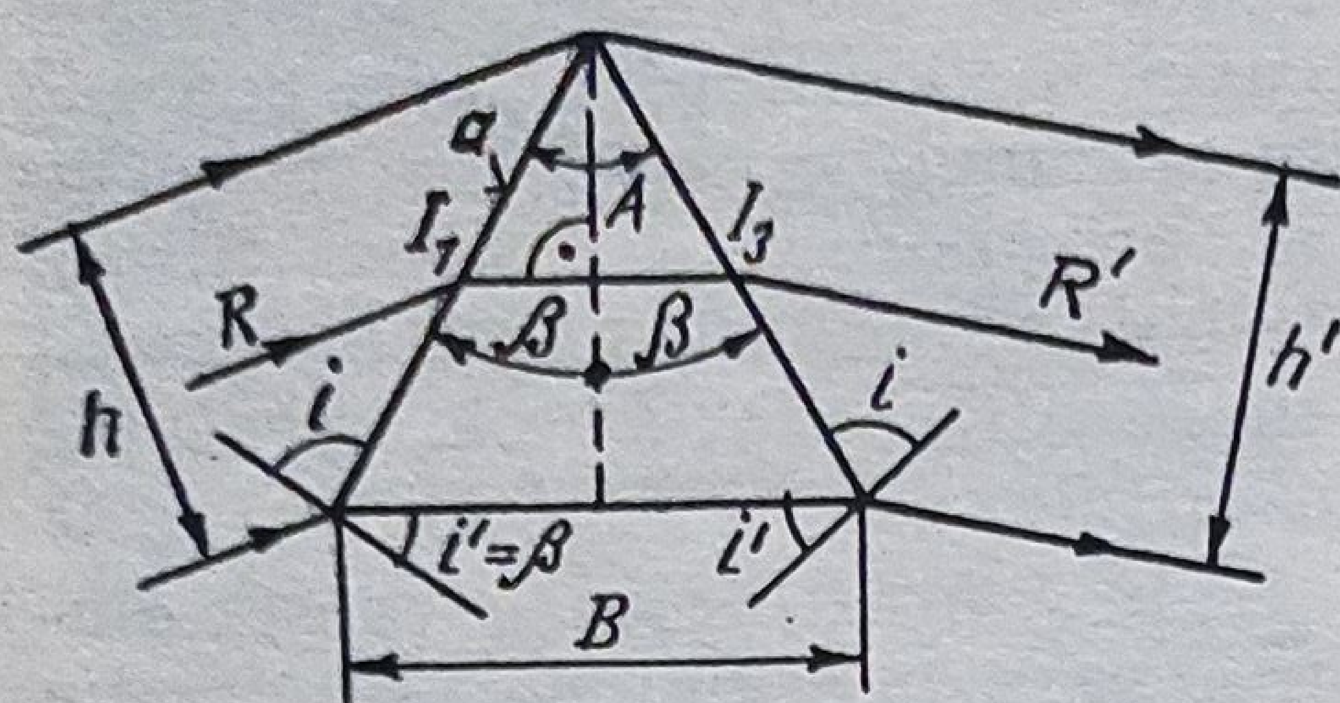


Fig. 4.69. Deviația minimă.

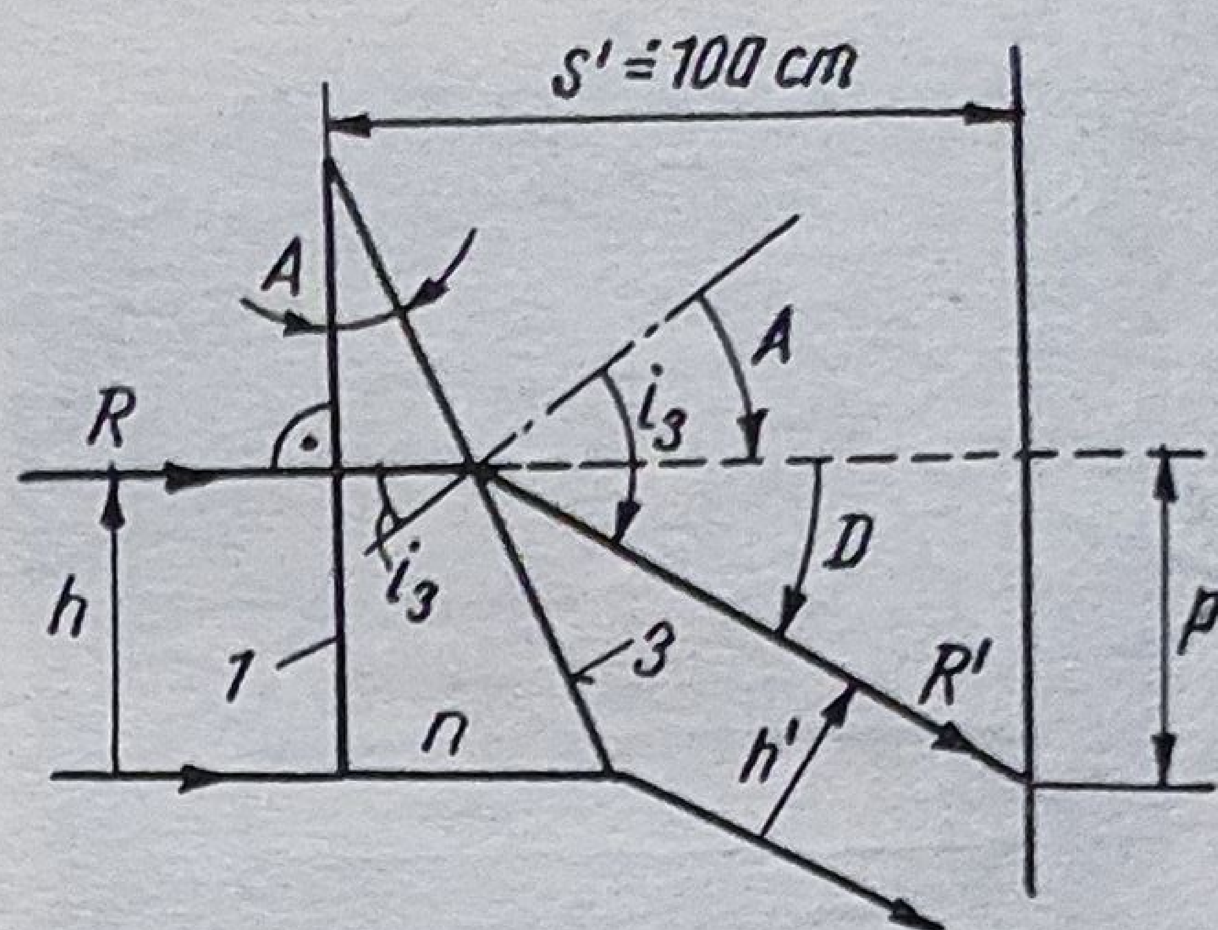


Fig. 4.70. Pana optică.

Cînd $\sin i_1 = 1$ sau $\sin i_3' = 1$, rezultă $i_1' = i_3 = \arcsin(1/n)$ și unghiul de refracție are valoarea maximă:

$$A_{max} = 2 \arcsin(1/n).$$

Pentru $n = 1{,}5 \ldots 1{,}8$ rezultă $A_{max} = 84° \ldots 67°$. Practic se adoptă $A_{max} = 60°$.

La deviația minimă, $i = (D^* + A)/2$ și $i_1' = i_3 = i' = A/2$, de unde $\sin i = \sin[(D^* + A)/2]$, iar $\sin i' = \sin(A/2)$. Cu $\sin i = n \sin i'$, se obține indicele de refracție dependent de deviația minimă $D^*$:

$$n = \sin i/\sin i' = \sin[(D^* + A)/2]/\sin(A/2).$$

Indicele de refracție $n$ poate fi dedus și din fig. 4.70:

$$n = \sin(D + A)/\sin A.$$

Pentru valori mici ale unghiului $A$ se poate scrie:

$$n = (D + A)/A, \text{ de unde } D = (n - 1)A.$$

Dacă prisma este situată într-un mediu omogen cu indicele de refracție $n_1$, deviația $D = (n - n_1)A$; $p = s' \operatorname{tg} D$.

### 4.15.3. Mărimile optice

$$\beta' = h'/h = \cos i_1' \cos i_2'/\cos i_1 \cos i_2 = \beta_1'\beta_2';$$

$$\gamma = 1/\beta' = \cos i_1 \cos i_2/\cos i_1' \cos i_2'.$$

La incidență normală, măririle devin:

$$\beta' = h'/h = \cos i_2'/\cos i_1 = [(1 - n^2 \sin^2 A)/(1 - \sin^2 A)]^{1/2};$$

$$\gamma = 1/\beta' = [(1 - \sin^2 A)/(1 - n^2 \sin^2 A)]^{1/2}.$$

### 4.15.4. Dispersia unghiulară

Se definește dispersie unghiulară $D_\lambda = dD/d\lambda$. Diferențiind deviația în raport cu lungimea de undă $\lambda$ și considerînd $di_1/d\lambda = 0$, se obține: $dD/d\lambda =$

$= \mathrm{d}i_3'/\mathrm{d}\lambda$; $\mathrm{d}i_1'/\mathrm{d}\lambda = -\mathrm{d}i_3/\mathrm{d}\lambda$; $\sin i_1' \cdot \mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda + n \cos i_1' \cdot \mathrm{d}i_1'/\mathrm{d}\lambda = 0$; $\cos i_3' \cdot$ $\cdot \mathrm{d}i_3'/\mathrm{d}\lambda = n \cos i_3 \cdot \mathrm{d}i_3/\mathrm{d}\lambda + \sin i_3 \cdot \mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda$;

$$\mathrm{d}D/\mathrm{d}\lambda = \frac{\sin(i_1' + i_3)}{\cos i_3' \cos i_1'} \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{\sin A}{\cos i_3' \cos i_1'} \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}.$$

La deviația minimă $i_1 = i_3' = i$ și $i_1' = i_3 = i' = A/2$ și deci

$$\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}\lambda} = 2\frac{\sin i'}{\sin i} \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{2 \sin (A/2)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 (A/2)}} \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda};$$

$$D_\lambda = \frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{2}{n} \cdot \mathrm{tg}\, i \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}.$$

Se observă că $\sin i' = B/2a$ și $\cos i = h/a$ și deci:

$$D_\lambda = \frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{B}{h} \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}.$$

Pentru $A = 60°$ se obține $D_\lambda = \dfrac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}\lambda} = \dfrac{2}{\sqrt{4 - n}} \cdot \dfrac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}$.

Cînd $i_3' = 90°$, dispersia și mărirea $\gamma$ sînt infinite; în acest caz imaginea fantei este foarte largă.

Se mai poate scrie: $a = B/2 \sin (A/2) = h/\cos i$ și

$$\frac{B}{h} = \frac{2 \sin (A/2)}{\cos [(A + D)/2]} = \frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}n}.$$

### 4.15.5. Rezoluția prismei

$R = \lambda/\Delta\lambda = [\sin A/\cos i_1 \cos i_3]\, k\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda$.

Pentru $D = D^*$ rezultă: $R = B\, \mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda$,

în care baza prismei $B$ se introduce în cm.

Exemplu: $A = 60°$; $n_D = 1{,}6489$; $\mathrm{d}n = n_F - n_C = 0{,}01919$. Se cere baza $B$ pentru ca prisma să rezolve linia $D(\lambda = 589{,}3$ nm; $\Delta\lambda = 0{,}6$ nm). Știind că $\Delta\lambda = \lambda_C - \lambda_F = 656{,}3 - 486{,}1 = 170{,}2$ nm, se calculează $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda = 0{,}01919/170{,}2$ și $\lambda/\Delta\lambda = 5893/6 \approx 1000$ și rezultă $B \approx 0{,}9$ cm.

### 4.15.6. Deviația produsă de un sistem prismatic

În unele aparate spectrale se folosesc sisteme prismatice (fig. 4.71) pentru a realiza: a) mărirea dispersiei unghiulare; b) deviația impusă (zero sau vederea dreaptă, după Amici); c) deviația fără spectru (acromazia); d) dispersie mare la deviație mică etc.

Calculul unui astfel de sistem se efectuează ușor dacă suprafețele refractante sînt perpendiculare pe același plan, adică dacă secțiunile principale se află în același plan.

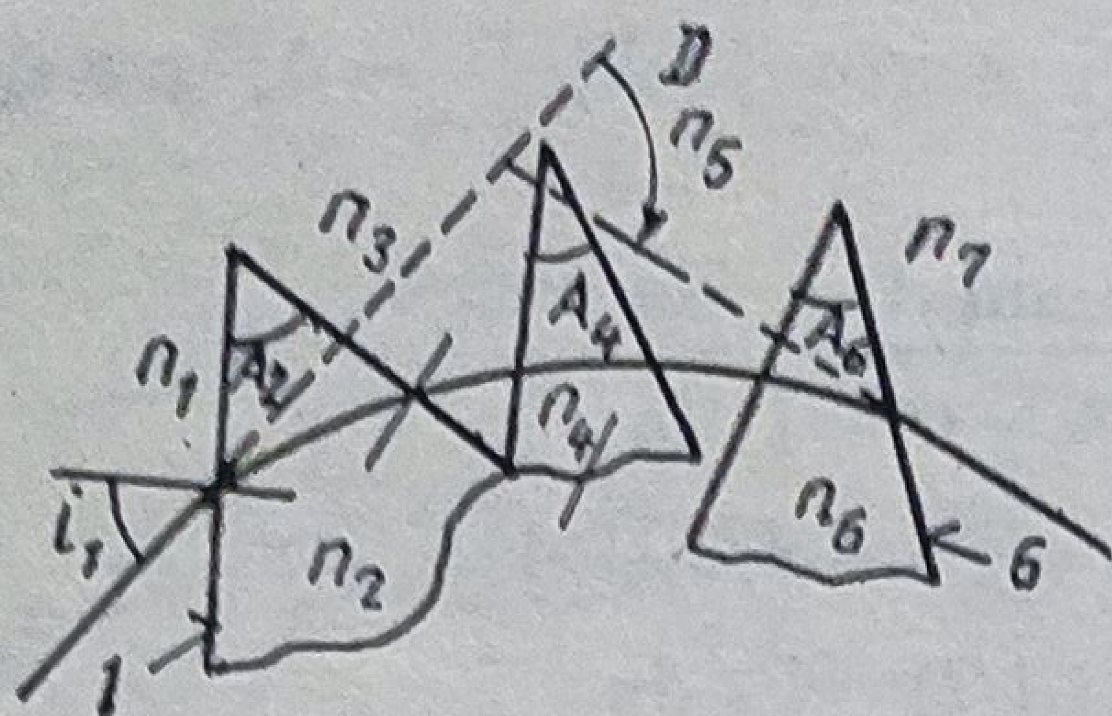



Fig. 4.71. Sistem prismatic pentru mărirea dispersiei unghiulare.

Dacă numărul suprafețelor este $k$, numărul mediilor este $k +$ scrie:

$$n \sin i_1 = n_2 \sin i'_1 ; \ldots ; n_k \sin i_k = n_{k+1} \sin i'_k$$

Deviația totală este suma deviațiilor individuale:

$$D = i_1 + (-1)^k i'_k + (-1)^k \omega^{+1},$$

în care $\omega$ este unghiul dintre suprafețele 1 și $k$. Deviația minimă există atunci cînd este satisfăcută condiția:

$$\frac{n_1}{n_{k+1}} \prod_1^p \frac{\cos i_k}{\cos i'_k}$$

Deoarece $n_1 = n_{k+1} = 1$ (aer), rezultă $\pi[\cos i_k/\cos i'_k] = 1$. De regulă, toate prismele sînt identice și funcționează cu deviația minimă.

La sistemele Rutherford și Amici prisma mijlocie funcționează în condiția deviației minime (paralel cu baza).

Dispersia unghiulară a unui sistem este egală cu suma dispersiilor produse de fiecare prismă componentă.

Rezoluția unui sistem prismatic crește cu numărul de prisme. Pentru deviația minimă rezoluția este $R = \Sigma B \mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda$.

### 4.15.7. Puterea prismatică

Din fig. 4.70 rezultă $\mathrm{tg} D = p/s'$. Pentru $p = 1$ cm și $s' = 100$ cm se obține $D = \mathrm{arc\ tg}\ (p/s') = 0°34'22,7"$ și care reprezintă puterea de refracție a unei prisme care la distanța de 1 m cauzează o deplasare de 1 cm (unghiul $A < 1°$).

Prismele cu unghiuri de refracție mici se folosesc în tehnica medicală și în construcția compensatoarelor și interpoletoarelor optice la telemetre, microscoape, lunete, etc. v. §§. 6.14.16 și 8.2.5. În fig. 4.72 sînt redate cîteva sisteme prismatice de acest fel.

### 4.15.8. Sisteme prismatice monocromatice

În fig. 4.73 este reprezentat un sistem prismatic anamorfotic cu $\gamma = 1,5 \ldots$ $\ldots 2$. Sînt valabile relațiile:

$$\sin A = (\gamma^2 - 1)/(n^2\gamma^2 - 1) ; \quad \sin D = (\sqrt{n^2 - 1}(\sqrt{\gamma^2 - 1})/(1 + n\gamma).$$

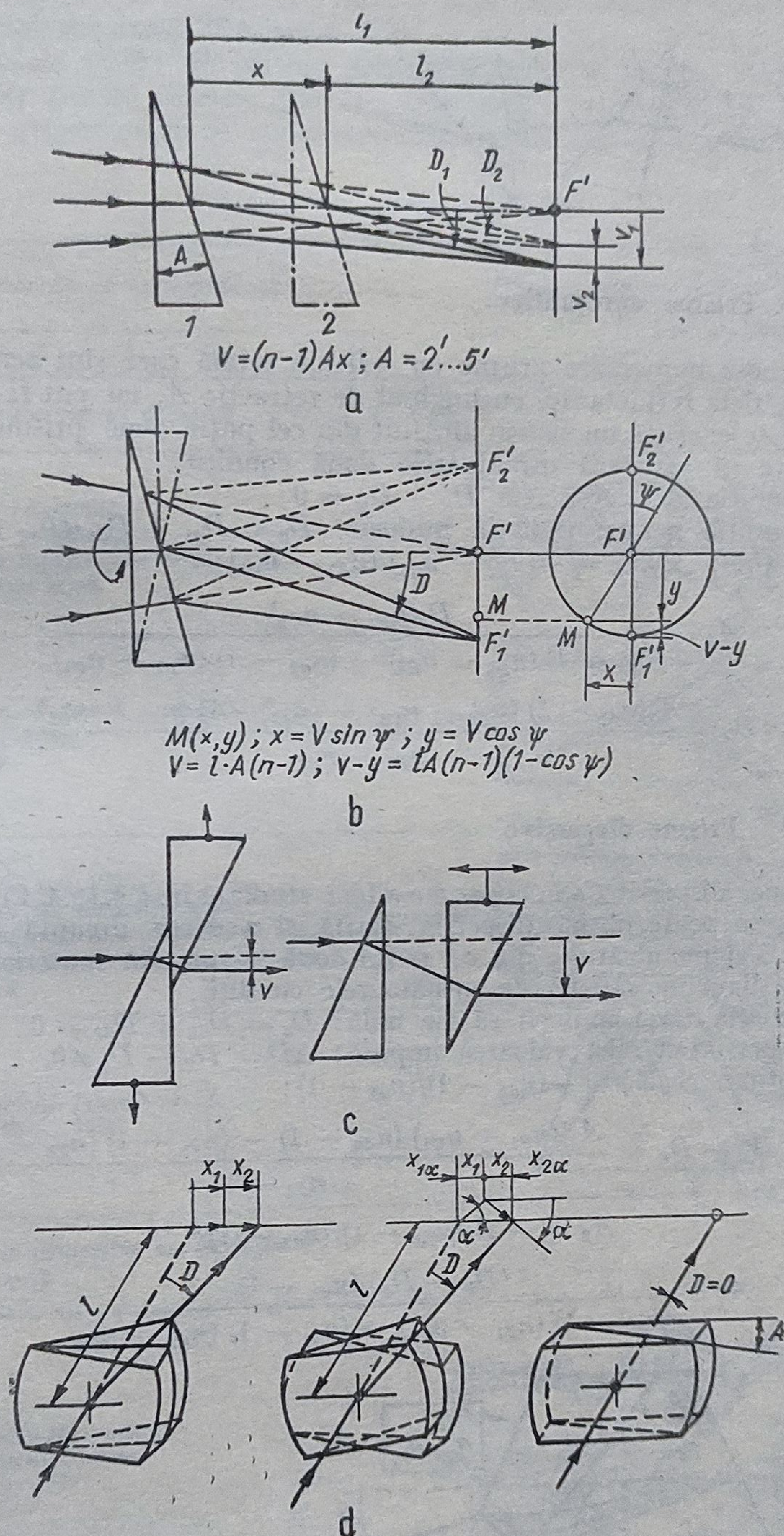



Fig. 4.72. Prisme și sisteme prismatice compensatoare: 1 — mobil axial; b — pentru telemetre; c — pentru interpolatoare; d — pentru interpolatoare.

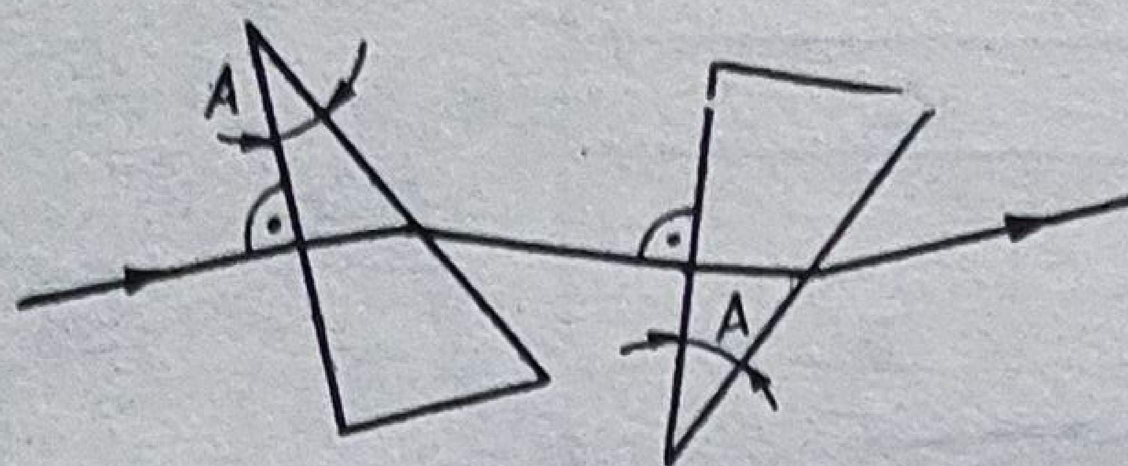



Fig. 4.73. Sistem prismatic anamorfotic.

### 4.15.9. Prisme acromatice

Se cunosc numeroase prisme cu reflexie totală care sînt acromatice (v. § 4.15.12). Cele refractante, cu unghiul de refracție $A$, nu pot fi acromatice decît dacă se execută un sistem alcătuit din cel puțin două prisme (fig.4.74), sistem care să satisfacă următoarele două condiții:

a) Condiția de acromazie $D_F - D_C = 0$;

b) Condiția pentru radiația mijlocie: $D_d = D_{d1} + D_{d2} \neq 0$.

Se obține: $A_1/A_2 = -(n_{F2} - n_{C2})/(n_{F1} - n_{C1})$;

$$A_1 = \frac{D_d(n_{F2} - n_{C2})}{(n_{d1} - 1)(n_{F2} - n_{C2}) - (n_{d2} - 1)(n_{F1} - n_{C1})};$$

$$D_d = \frac{A_1(n_{d1} - 1)(n_{F2} - n_{C2}) - (n_{d2} - 1)(n_{F1} - n_{C1})}{n_{F2} - n_{C2}}.$$

### 4.15.10. Prisme dispersive

Acțiunea dispersivă a unei prisme a fost studiată în § 4.15.4. Cu o singură prismă nu se poate obține dispersia dorită și vederea dreaptă. De aceea, se folosesc sisteme alcătuite din cel puțin două prisme din materiale diferite (fig. 4.74). Trebuie satisfăcute următoarele condiții:

a) deviația razei mijlocii să fie nulă: $D_d = D_{d1} + D_{d2} = 0$;

b) dispersia să aibă valoarea impusă: $\Delta D = D_F - D_C \neq 0$.

Se obține: $A_1/A_2 = -(n_{d2} - 1)/(n_{d1} - 1)$;

$$\Delta D = D_F - D_C = \frac{A_1[(n_{F1} - n_{C1})(n_{d2} - 1) - (n_{d1} - 1)(n_{F2} - n_{C2})]}{n_{d2} - 1};$$

$$A_2 = -A_1(n_{d1} - 1)/(n_{d2} - 1);$$

$$A_1 = \frac{(D_F - D_C)(n_{d2} - 1)}{(n_{d2} - 1)(n_{F1} - n_{C1}) - (n_{d1} - 1)(n_{F2} - n_{C2})}.$$

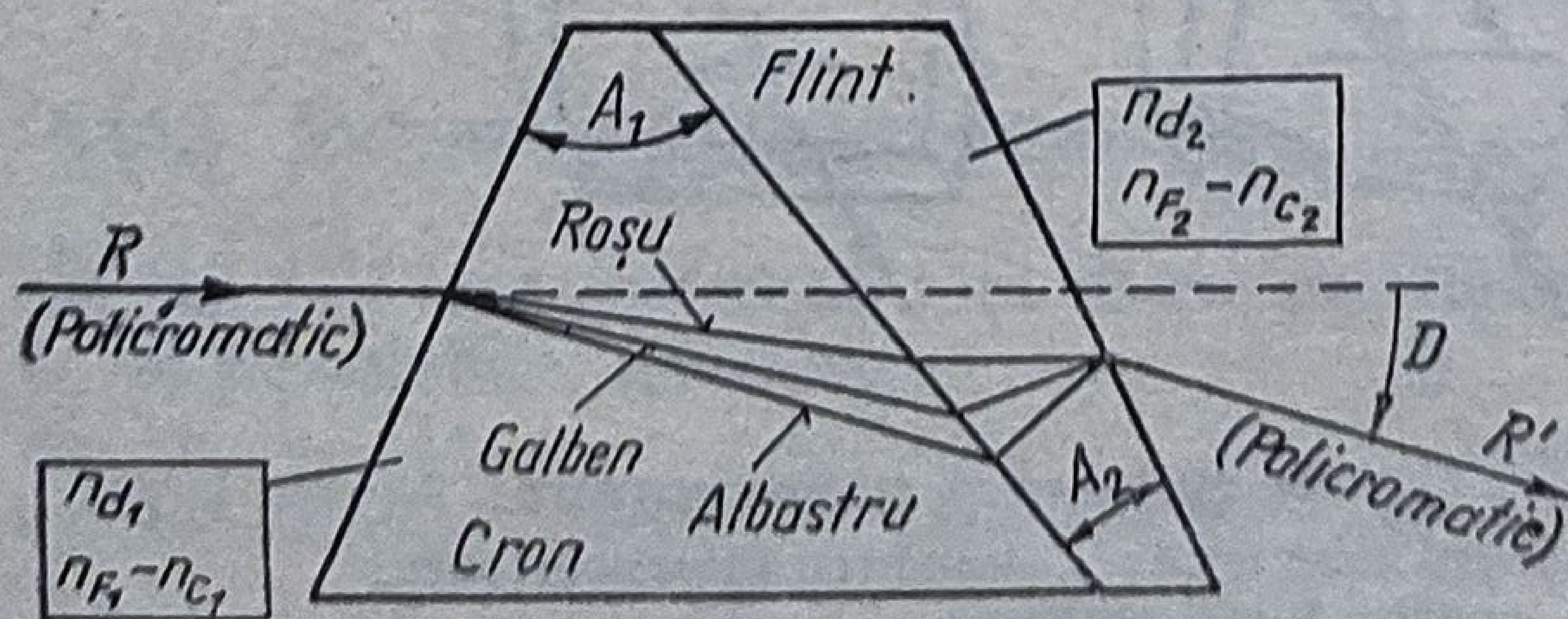


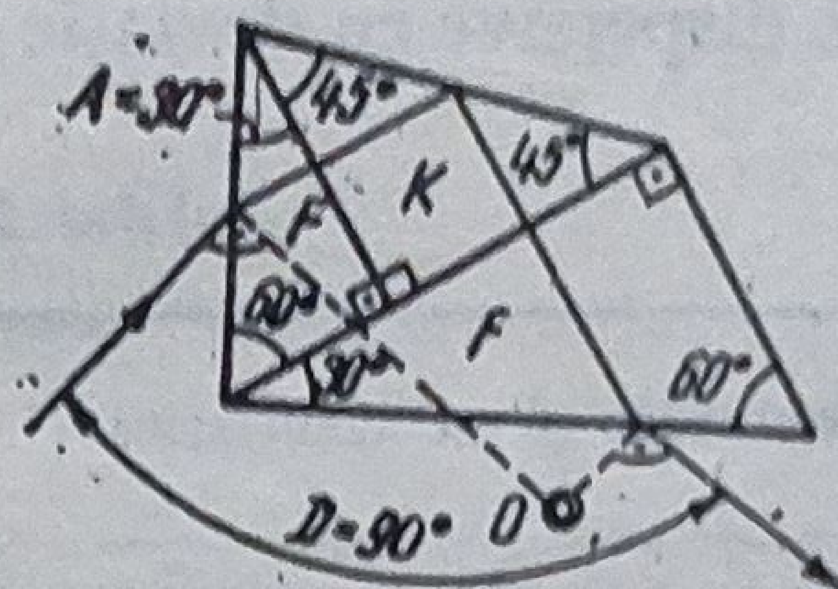
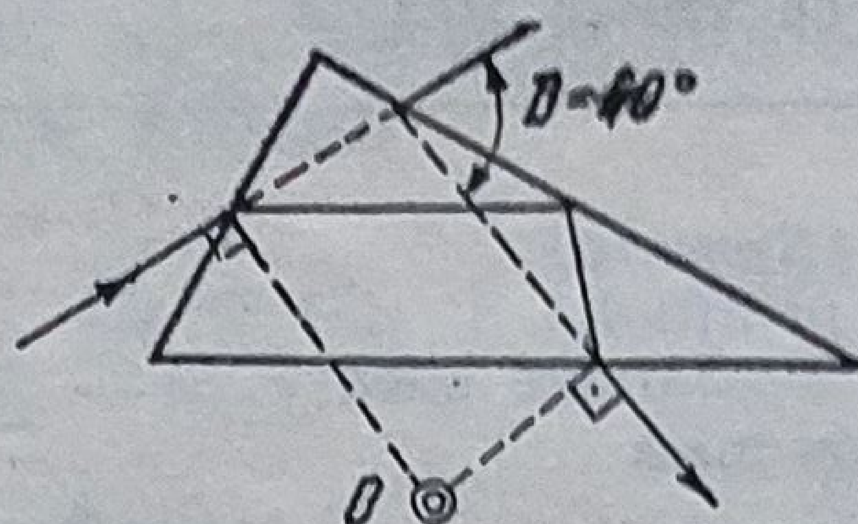
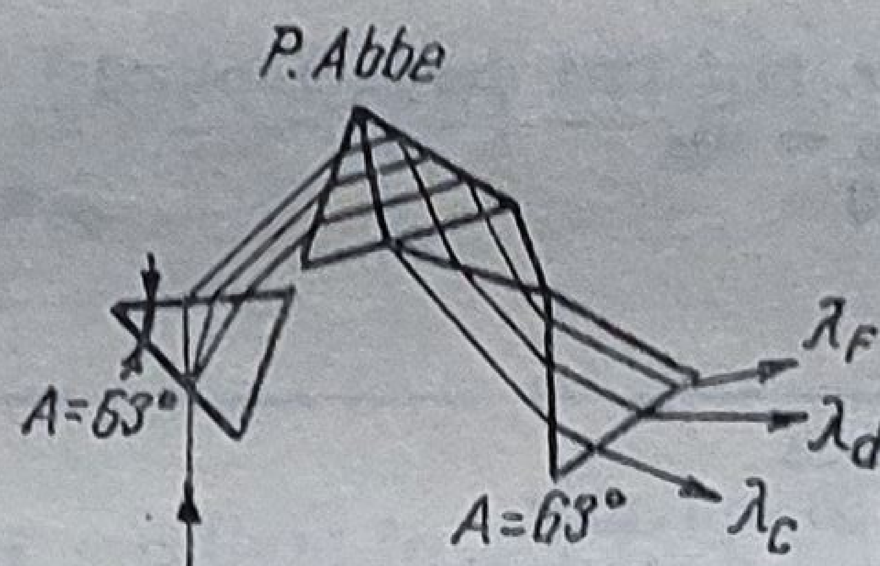
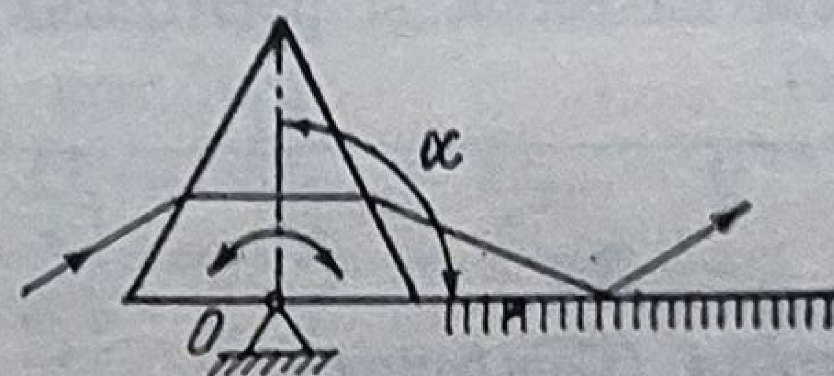
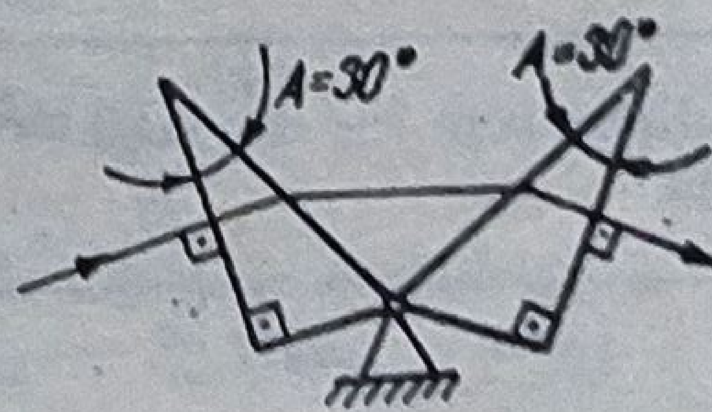
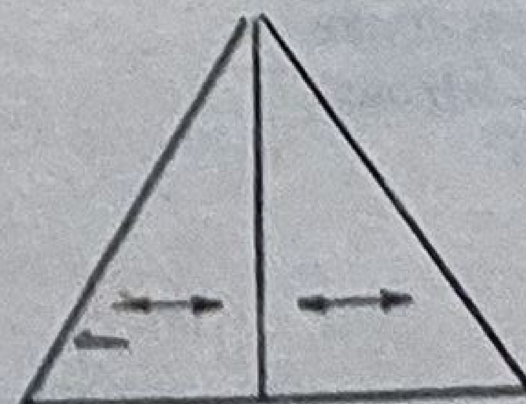

Fig. 4.74. Sistem prismatic acromatic.

Trebuie ca $\Delta D$ să fie simetric față de raza care străbate sistemul în condiția deviației minime. Detalii în [21].

Principalele tipuri de prisme dispersive, folosite în construcția monocromatoarelor pentru diferite aparate, sînt redate în tabelul 4.1. Se observă că sistemele dispersive cu deviație constantă satisfac condiția deviației minime.

*Tabelul 4.1.* **Prisme dispersive**

| Nr. crt. | Denumire și caracteristici | Figura (secțiunea principală) |
|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 |
| 1 | Prisme cu vedere dreaptă | $F = f(\lambda, i)$ |
| 1.1 | *Amici (Brownig)* <br> $D = 0$ pentru $\lambda_d$. <br> Putere separatoare mică <br> Dispersie mică | R, K, A, K, F, $\lambda_c$, $\lambda_d, D=0$, $\lambda_F$ |
| 1.2 | *Zenker*, în formă de paralipiped cu $n_{d1} = n_{d2}$ <br> $D = 0$ | $\lambda_d, D=0$ |
| 1.3 | *Vernicke* <br> $A = 60$ sau 100°. <br> Prisma are dispersie mare <br> La unghiuri A mari poate să apară dispersia totală și polarizarea luminii | A, $\lambda_d, D=0$ |
| 1.4 | *Rutherford (Compound)* <br> $A = 90° ... 120°$ | K, A, K, F |
| 2 | Prisme dispersive cu deviație constantă | |
| 2.1 | *Autocolimatoare* <br> *Sistem Littrow* <br> $D = 180°$ | Roșu, Policromatic, Albastru, 30°, 60°, Policromatic, Roșu, Albastru, 60°, A=30° |

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 2.2 | *Abbe* $D = 90°$. Poate fi executată din trei prisme sau poate fi o singură bucată $D_1 = 30°$, $D_2 = 90°$, $D_3 = -30°$ Unghiurile de refracție depind de sortul sticlei |   |
| 2.3 | *Abbe* $D = 60°$ Pentru mărirea puterii separatoare (rezoluției), prisma se folosește în combinație cu alte prisme |   |
| 2.4 | *Förster* Sistem format, din două prisme echilaterale și o prismă Abbe cu $D = 90°$. Raza $\lambda_d$ se propagă în condiția deviației minime. $D = 90°$. Sistemul are puterea separatoare mare. $\lambda = (380 \ldots 800)$ nm |   |
| 2.5 | *Wandsworth* (*Fuchs — Wandsworth*) $D = 0$ pentru $\alpha = 90°$ Pentru $\alpha \neq 90° \rightarrow D = 180 - 2\alpha$ |   |
| 2.6 | *Young — Thollon* Două prisme cu unghiurile de refracție $A = 30°$ se rotesc în jurul axei comune 0. Se obține deviația minimă pentru toate lungimile de undă $\lambda$, dacă razele incidente și emergente sînt perpendiculare pe fețele prismelor |   |
| 2.7 | *Cornu*. Este alcătuită din două semiprisme din cuarț, Dubla refracție dată de prima prismă este compensată de a doua |  |

| 1 | 3 | 3 |
|---|---|---|
| 2.8 *Straubel* $D = 90°$ | | |
| 2.9 *Straubel* $D = 60°$<br>0 — centru de rotație;<br>↑ — axa cristalului paralelă cu planul desenului<br>— axa cristallui<br>⊙ — axa cristalului perpendiculară pe planul figurii | | |

### 4.15.11. Prisme și lame de polarizare

Prismele și lamele de polarizare sînt executate din cristale optice transparente la anumite radiații (v. tabelul 9.2). Cristalele monoax sînt negative dacă în planul perpendicular pe axa optică $n_e < n_0$ și pozitive cînd $n_e > n_0$. Razele ordinară 0 și extraordinară $e$ sînt situate în plane perpendiculare.

Dacă o lamă rotește planul de polarizare spre dreapta, lama este executată dintr-un „cristal dreapta"; cînd planul se rotește spre stînga, ea este executată dintr-un „cristal stînga". Pentru evitarea fenomenului de rotire, prisma trebuie executată din ambele cristale.

În tabelul 4.2 se dau principalele tipuri de prisme și lame de polarizare (v. §. 4.14.2, unde sînt descrise filtrele de polarizare).

### 4.15.12. Prisme reflectoare

Se cunosc numeroase prisme reflectoare care produc deplasarea imaginii de-a lungul axei optice, devierea axei optice cu unghiul $D$, numit deviere, redresarea parțială sau totală a imaginii, divizarea ori reunirea fasciculelor etc.

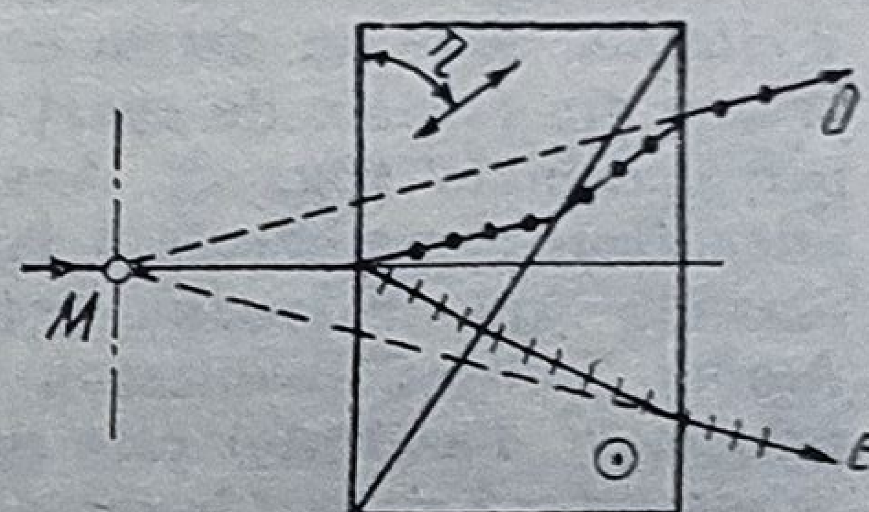
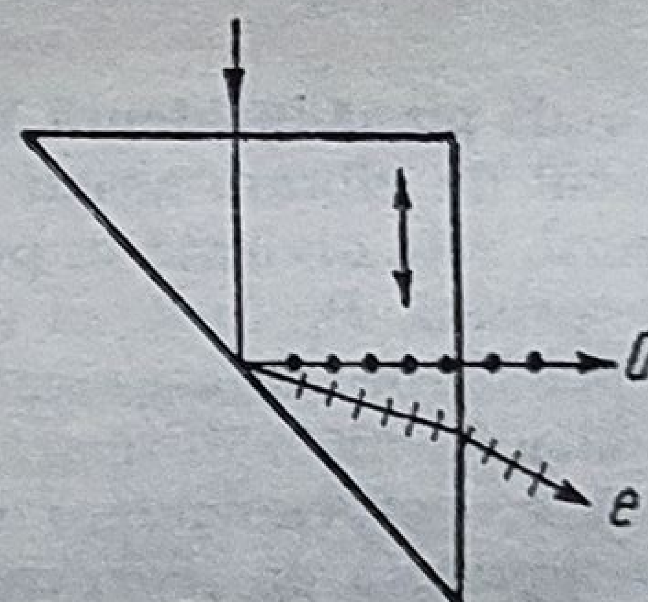
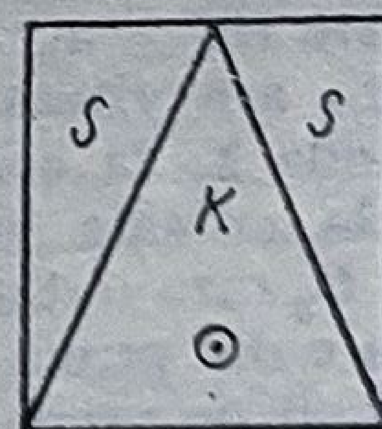
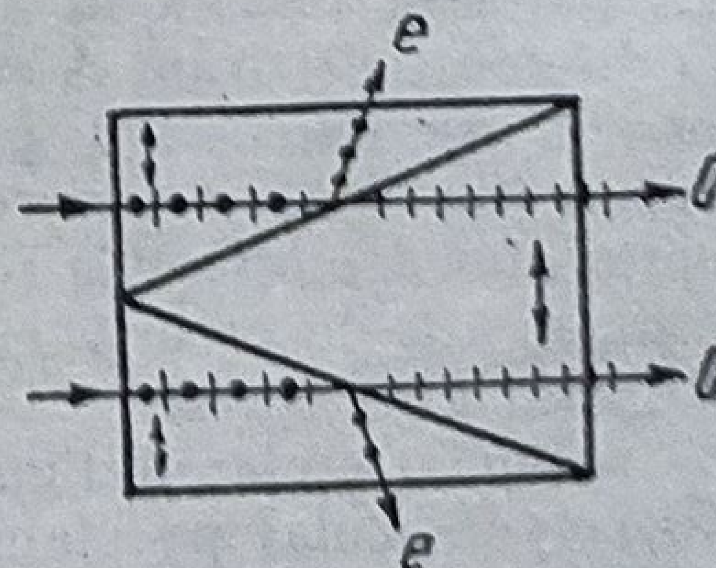
Pentru eliminarea aberațiilor cromatice de mărire, suprafețele de incidență și de emergență trebuie să fie perpendiculare pe axa optică, pentru ca prisma să poată fi asimilată unei lame plan-paralele perpendiculară pe axa optică. Dacă această condiție nu este satisfăcută, prismei reflectoare i se asociază o a doua prismă care, împreună cu prima, realizează condiția

*Tabelul 4.2.* **Prisme şi lame de polarizare**

| Nr. crt. | Denumirea şi caracteristici | Figura (Secţiunea principală) |
|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 |
| 1. | *Lama birefringentă*<br>↔ axa optică ‖ planul figurii (în secţiunea principală)<br>Direcţia de vibrare faţă de secţiunea principală:<br>——la 45°; - - - - paralelă;<br>-·-·- perpendiculară. | |
| 2. | Prisme care reflectă total fasciculul ordinar | |
| 2.1. | *Nicol*. Este alcătuit din două prisme executate din spat de Islanda, lipite cu glicerină sau cu ulei mineral, ce formează un romboedru. Raza ordinară este reflectată total pe suprafaţa de separare. $2\sigma < 29°$; $\lambda < 250$ nm. | |
| 2.2. | *Foucault*. Se deosebeşte de P. Nicol prin aceea că cele două prisme nu se lipesc. Interstiţiul de aer micşorează unghiul de reflexie totală şi măreşte transparenţa la *UV*. $2\sigma < 8°$. | |
| 2.3. | *Glan-Thompson*. Se obţine prin lipirea cu balsam de Canada (n = 1,54) a două prisme executate din spat de Islanda (din aceeaşi bucată). Muchia refractantă este paralelă cu axa principală cristalografică $2\sigma \approx 39°$. Pentru $2\sigma \approx 42°$ trebuie ca lipirea să se facă cu ulei de in ($n = 1,49$).<br>$\lambda = (350 \ldots 2300)$ nm | |
| 3. | Prisme care reflectă total fasciculul extraordinar | |
| 3.1. | *Rochon*. Este un sistem constituit din două prisme din spat de Islanda sau din cuarţ. Muchia primei prisme este perpendiculară, iar a celei de a doua paralelă cu axa cristalografică. În prima prismă nu există dublă refracţie, deoarece lumina se propagă paralel cu axa optică.<br>Dubla refracţie apare la suprafaţa de separare; raza o trece nedeviată şi este acromatică; raza e poate fi diafragmată. Prisma se utilizează la polarimetre.<br>Aceeaşi prismă, execută din fluorură de magneziu, nelipită, se foloseşte în domeniul *UV* ($\lambda$ = 1400 µm ... 7 µm) | |

*Tabelul 4.2* (continuare)

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 3.2. | *Sénarmont.* Este alcătuită din două prisme din spat de Islanda sau din cuarț lipite, cu axele perpendiculare în același plan și perpendiculare pe muchia refractantă. Raza o este acromatică. Raza e se diafragmează | |
| 3.3. | *Wollaston.* Este un sistem constituit din două prisme din cristale de cuarț monoax cu axele perpendiculare (fig. *a*). Axa optică a primei prisme este perpendiculară, iar a celei de a doua paralelă față de muchia refractantă. Așadar, prisma Wollaston are două plane principale. Fasciculul este dublu refractat în prima prismă și apoi în cea de a doua. Fasciculele nu sînt acromatice. | |
| 3.4. | O undă plană incidentă $\Sigma$, polarizată liniar, cu planul de vibrare situat la 45° față de planul figurii, este divizată în punctul de indicență $I$, de prisma $P_1$, în două unde polarizate liniar, cu planele de vibrare situate la 45° față de unda incidentă: unda ordinară 0 și unda extraordinară e, perpendiculare una pe cealaltă.<br>La suprafața de separare (punctul $M$) prisma $P_2$ refractă undele o și e în direcții diferite sub un unghi mic ($<30''$), Fiecărei unde îi corespunde un indice de refracție și deci o viteză de propagare ($n_e > n_0$).<br>Unda $\Sigma_0$ are viteza de propagare mai mare decît unda $\Sigma_e$ la cristale monoax pozitive și invers la cristale negative. Prin urmare, în prisma $P_2$ raza o din prisma $P_1$ devine raza $e$, iar raza e din prima $P_1$ devine rază o.<br>Acest mod de propagare determină egalizarea drumurilor optice ($\Delta = 0$) în centrul prismei Wollaston (punctul $M$) și ambele unde $\Sigma_0$ și $\Sigma_e$ părăsesc prisma în același timp ($\Delta = 0$). O diferență de drum $\Delta \neq 0$ apare atunci cînd prisma se deplasează perpendicular pe axa optică (fig. *b, c*), deoarece diferența de drum optic dintre undele $\Sigma_0$ și $\Sigma_e$ nu mai poate fi compensată de prismă $P_2$.<br>Direcția axei optice:<br>$\leftrightarrow$ paralel cu planul figurii;<br>$\odot$ perpendicular pe planul figurii. | |

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| | Planul de vibrare față de planul figurii:<br>↔ înclinat la 45°;<br>-·-·- perpendicular;<br>···· paralel.<br>Prisma se folosește la fotometre polarizante, traductoare fotoelectrice și microscoape cu contrast de interferență. În ultimul caz apare neajunsul că punctul $M$ nu poate fi suprapus cu centrul pupilei de ieșire a obiectivului (cu $\beta'$ mare), deoarece acesta are planul focal imagine în montură.<br>Din acest motiv se recomandă prisma Wollaston modificată de Nomarski (↓) | |
| 3.4. | *Nomarski*. Este o prismă Wollaston modificată astfel încît axa optică a unui cristal este înclinată față de bază. Din acest motiv punctul $M$ este deplasat în afara prismei (se află în aer) și poate fi suprapus cu centrul pupilei de ieșire a obiectivului microscopului |   |
| 3.5. | *Dowe*. Are axa cristalografică paralelă cu una dintre catete. Prin reflecția totală pe fața ipotenuză apar două fascicule polarizate liniar, cu planele de vibrare perpendiculare unul pe celălalt.<br>Dacă prisma este folosită ca polarizor se obturează fasciculul *e*. Fasciculul o este acromatic |   |
| 3.6. | *Abbe*. Este alcătuită din trei prisme. Prisma din mijloc este executată din spat de Islanda, cu axa optică paralelă cu muchia refractantă, iar celelalte două din sticlă optică |   |
| 3.7. | *Ahrens*. Este un polarizor executat din spat de Islanda folosit la microscopul polarizant. Este alcătuită din trei prisme lipite cu balsam de Canada sau cu ulei de in. $\lambda = (300 \ldots 2300)$ nm<br>$2\sigma < 38°$ |   |

*Tabelul 4.2* (continuare)

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 3.8. | *Glan-Taylor*. Are suprafețele de intrare și de ieșire perpendiculare pe fasciculul incident. Se folosește în domeniul *UV* cu $\lambda = (400 \ldots 220)$ nm | |
| 3.9. | *Glan-Laser*. Este constituită din două elemente situate la o distanță mică în aer. Transmisia maximă este pentru $\lambda = 214$ nm ... 1,6 μm. Cele două prisme sînt situate între două plăci din sticlă. Suprafețele sînt tratate antireflex. | |

menționată. Pentru dimensionarea prismei (fig. 4.75), trebuie să se calculeze drumul geometric $d$ al unui fascicul de-a lungul axei optice, diametrul $D_1$ al fasciculului pe suprafața de incidență $AC$, deplasarea imaginii de-a lungul axei optice $l_0 = \overrightarrow{F'F''} = (n - 1)d/n$, abscisa imaginii deplasate $s'_2$, unghiul limită $i_{lim}$ pentru reflexia totală etc.

Drumul geometric $d$ și condiția de perpendicularitate se stabilesc construind succesiv (desfășurînd) prisma simetric față de suprafața reflectantă (v. fig. 4.75). Diametrul $D_1$ se calculează ușor dacă se cunosc diametrele și pozițiile diafragmelor de deschidere $D_a$ și de cîmp $D_c$ și dacă se înlocuiește lama plan paralelă echivalentă de grosime $d$ cu o lamă de aer cu grosimea redusă $d_r = d/n$. Din fig. 4.75 se observă că lama redusă nu produce refracția razelor; grosimea lamei se obține grafic în două moduri: 1) din punctul de emergență $I'_2$ se duce dreapta $\overrightarrow{I'_2Q}$ paralelă cu axa optică. Distanța $\overline{Q_1A} =$

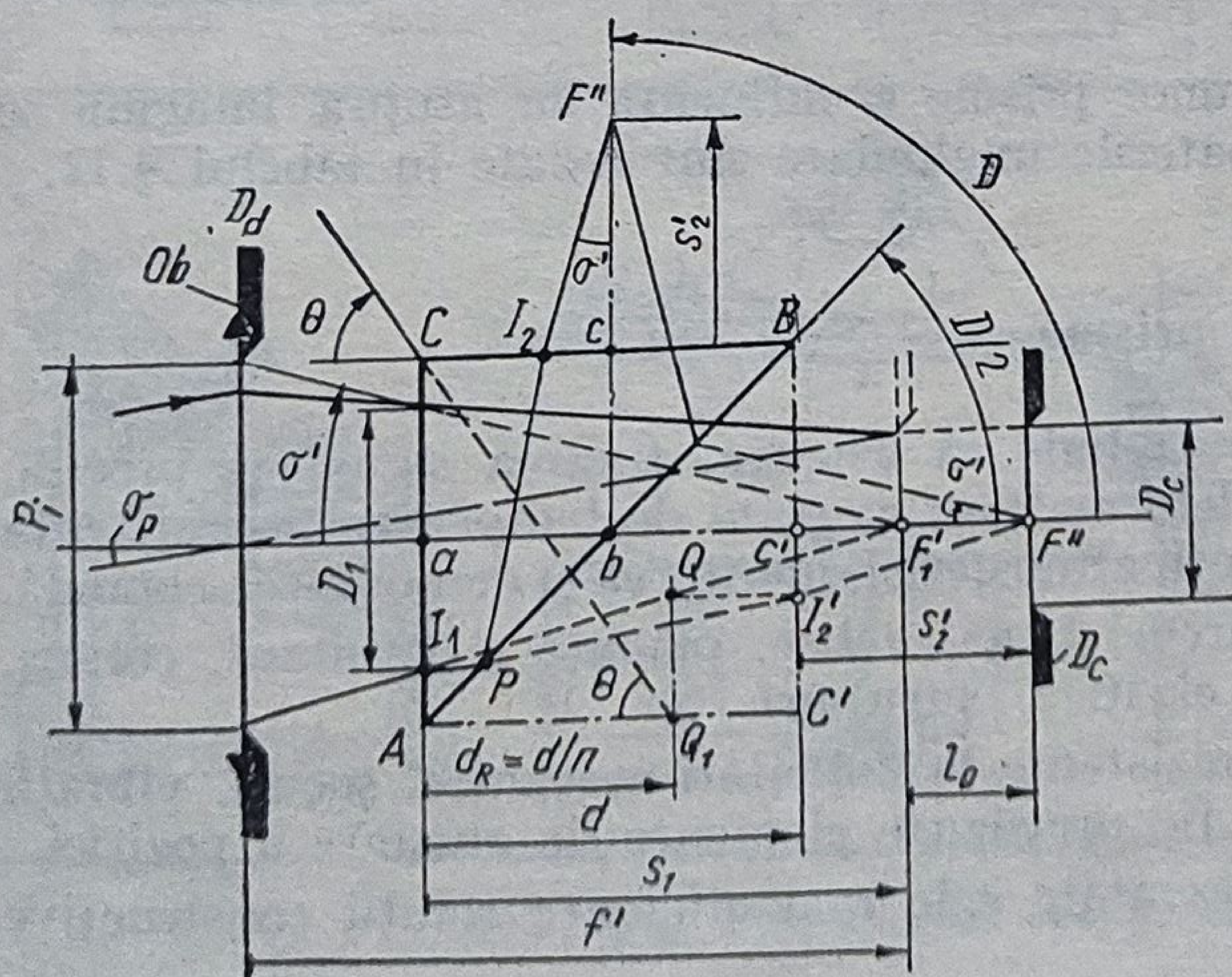



Fig. 4.75. Acțiunea prismei isoscel drepte.

$= d_R$; 2) prin punctul $C$ care se confundă cu $I_1$ se duce o dreaptă prin prismă care face cu axa optică unghiul $\theta$, astfel încît $\text{tg}\,\theta = n$. Această dreptă intersectează baza $\overline{AC'}$ în punctul $Q_1$ și limitează grosimea lamei reduse $d_R = AQ_1 = d/n$.

Distanța de la ultimul dioptru pînă la noua poziție $F''$, a imaginii este $s'_2 = s_1 + l_0 - d = s_1 + (n-1)d/n - d = s_1 - d/n$.

Se observă că diametrul $D_1 = 2\,s_1\,\text{tg}\,\sigma'$. Este avantajos să se calculeze toate dimensiunile prismei în dependență de diametrul $D_1$. Se poate deci scrie: $d = kD_1$; $D_1 = 2ns_1\,\text{tg}\,\sigma'/(n-2k\,\text{tg}\,\sigma')$; $\text{tg}\,\theta = \frac{D_1}{d}\cdot n = \frac{nD_1}{kD_1} = \frac{n}{k}$. Pentru $k = 1$ rezultă $\text{tg}\,\theta = n$ și $d = D_1$. Se înțelege că punctul imagine $F''$ reprezintă punct obiect pentru sistemul optic următor, spre exemplu pentru ocular.

Cu formulele din § 4.2 se calculează aberațiile introduse de lamă. Pentru determinarea aberațiilor cromatice se vor impune abaterile unghiurilor prismei astfel că lama devine o pană cu unghiul $A$ mic. După aceea, se calculează deviațiile provocate de pană pentru fiecare radiație și deplasările transversale și axiale în planul imagine.

În cazul în care unghiul $\sigma' > i_{lim} = \arcsin\frac{1}{n}$, suprafața reflectantă a unei prisme trebuie metalizată.

Formele și caracteristicile constructive ale principalelor prisme reflectoare sînt redate în tabelul 4.3, funcție de diametrul util $D_1$ al fasciculului pe suprafața de intrare.

În tabelul 4.4 sînt redate prismele de tip Porro, folosite la redresarea imaginilor și variația ercartului pupilar. Șarnierele optice sînt descrise în tabelul 4.5 și punțile telemetrice în tabelul 4.6.

Prismele și sistemele prismatice folosite la divizarea și reunirea geometrică și fizică a fasciculelor sînt redate în tabelele 4.7 și respectiv 4.8.

Sistemele prismatice care produc dedublări axial- și central-simetrice sînt redate în tabelul 4.9.

Tabelul 4.10 conține sisteme prismatice „în cruce", folosite ca vizoare la aparatele geodezice.

Abaterile de poziție ale unor prisme și influența lor asupra imaginii se găsesc în tabelul 4.11, iar abaterile unghiulare sînt redate în tabelul 4.12.

### 4.15.13. Monturi pentru prisme

Monturile pentru prisme trebuie să asigure: fixarea sigură și precisă, ajustarea poziției, preluarea deformațiilor cauzate de temperatură, rezistența la solicitări mecanice și la agenții atmosferici, montarea și demontarea comodă.

Primele se fixează cu: arcuri lamă, eclise, plăcuțe și șuruburi, colțari, suporturi speciale, elemente elastice, șuruburi.

Monturile trebuie să fie rezistente la solicitări mecanice, șocuri, vibrații și la agenții atmosferici și să fie prevăzute elemente de ajustare a poziției.

În fig. 4.75, *a* sînt reprezentate cele mai eficiente soluții constructive de fixare a prismelor.

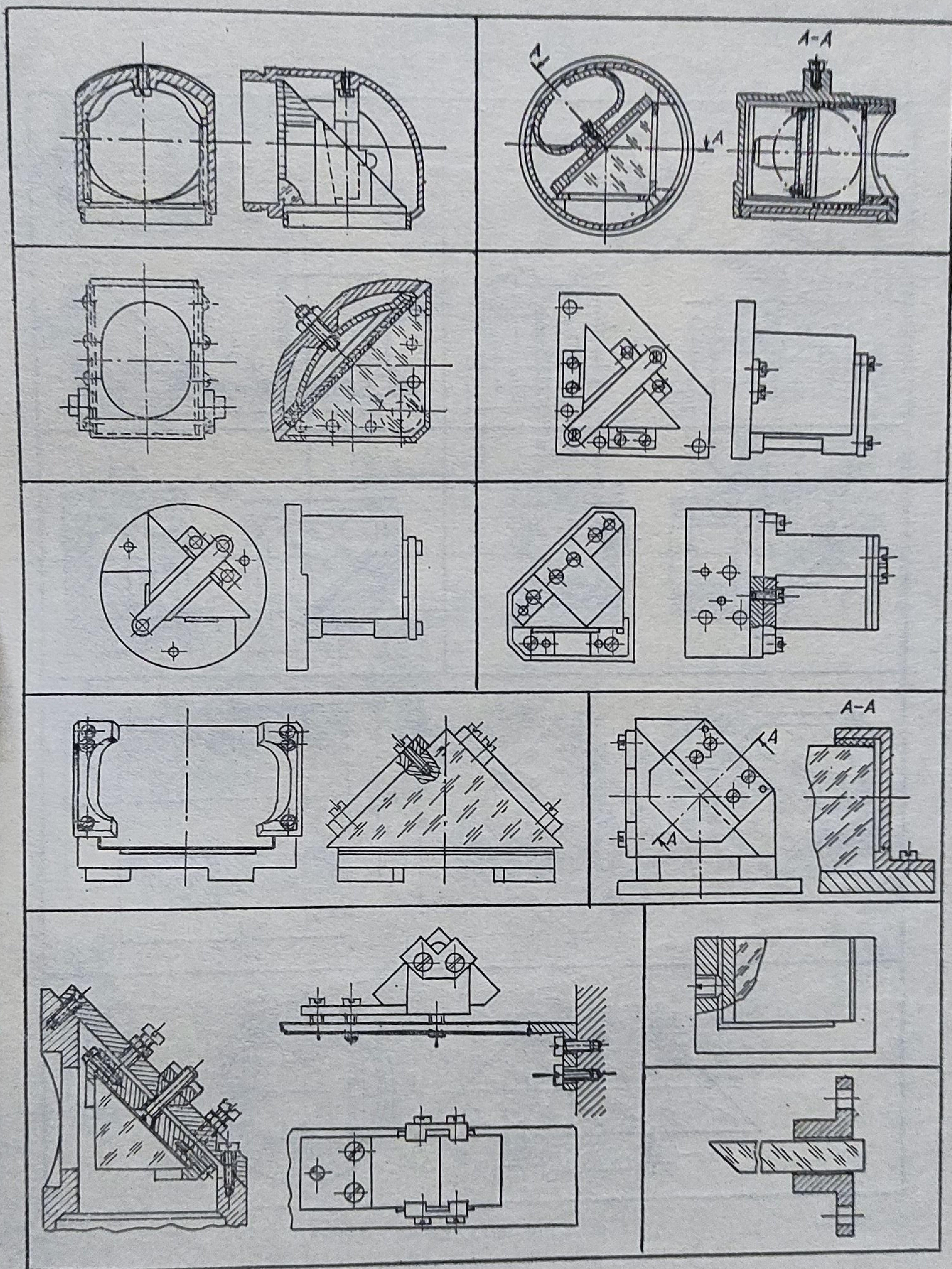



Fig. 4.75. Monturi pentru prisme.

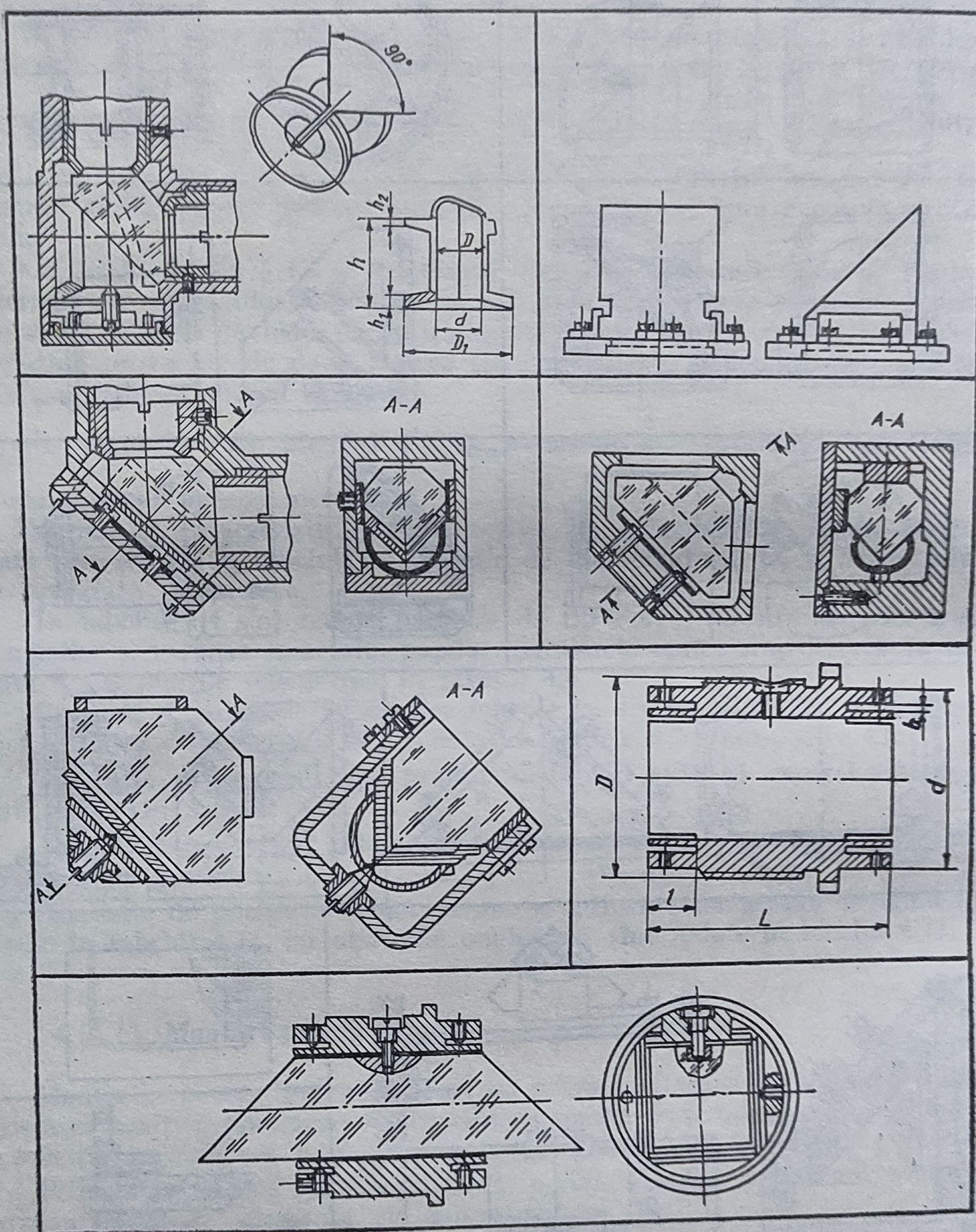



Fig. 4.75. 2

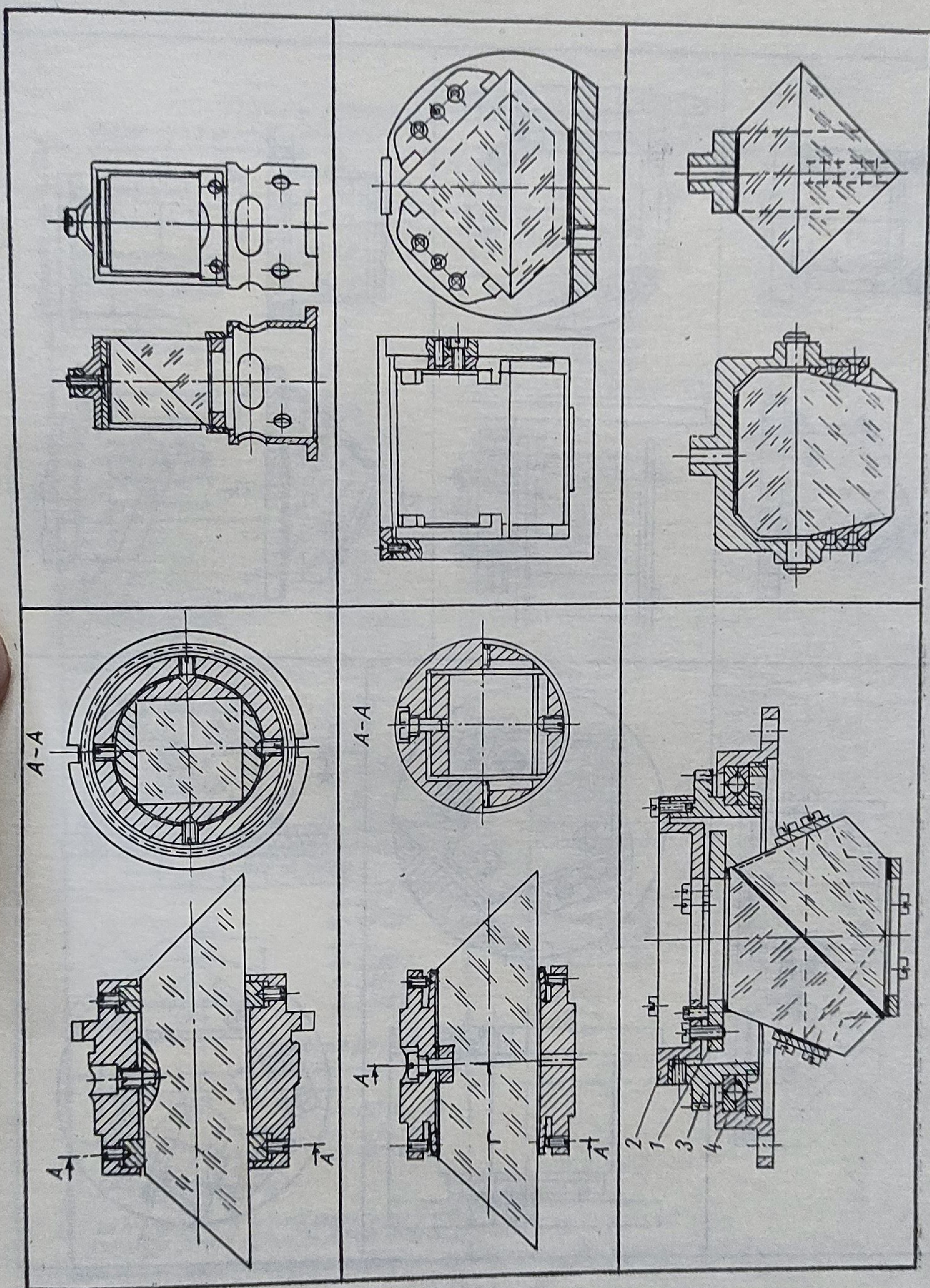



Fig. 4.75. 3

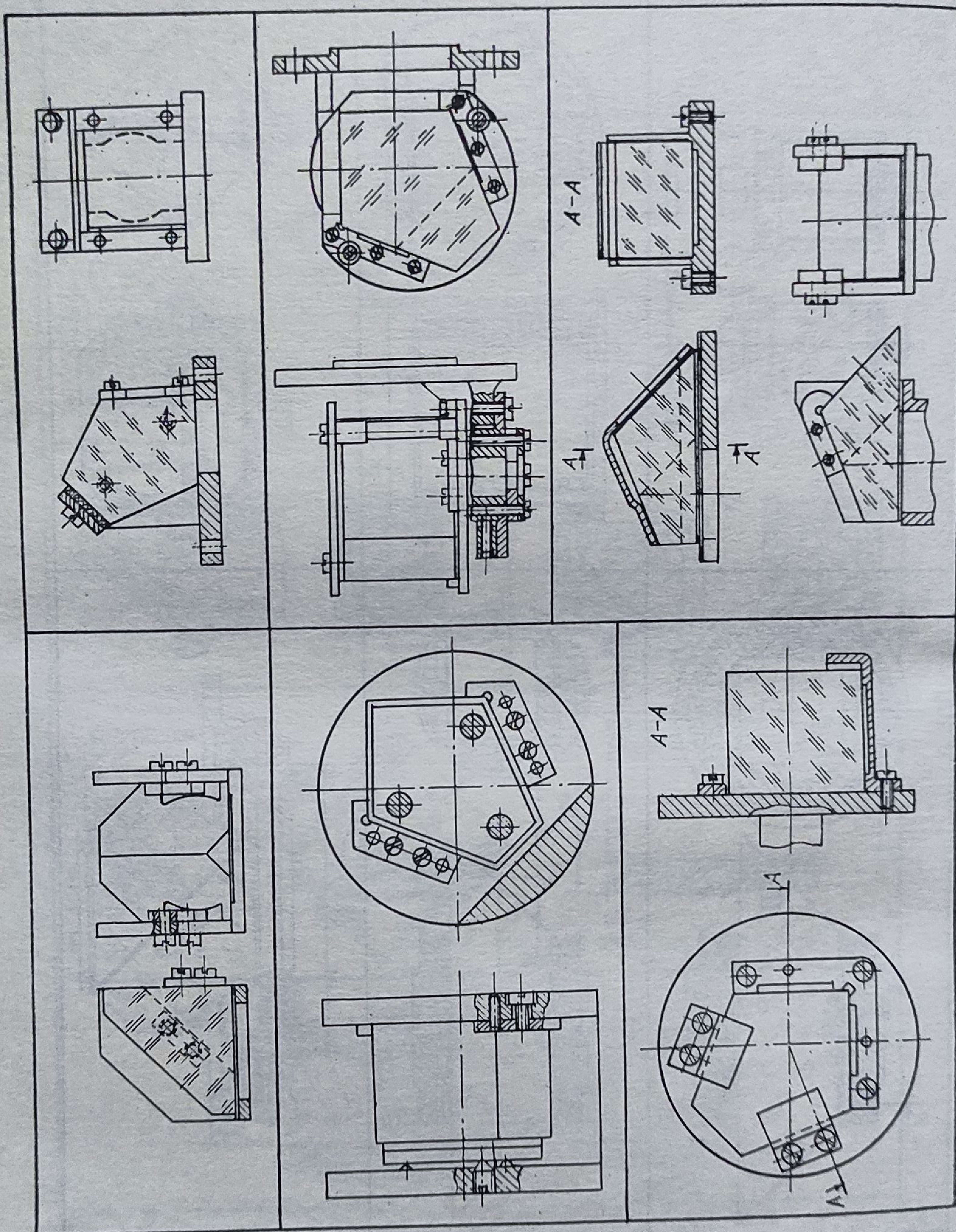



Fig. 4.75. 4

Tabelul 4.3

## Prisme și sisteme prismatice reflectoare

| Prisme cu o suprafață reflectantă | Prisme cu acoperiș |
|---|---|
| $D = 0°$<br>$c = D_1 \dfrac{2\sqrt{2n^2-1}}{\sqrt{2n^2-1}-1}$<br>$h = D_1$<br>$l = D_1 \dfrac{2n}{\sqrt{2n^2-1}-1}$<br>$\alpha = 45°$ | Vedere A<br>$D = 45°$<br>$\alpha = 67°30'$<br>$a = D_1$<br>$h = 1{,}143\, D_1$<br>$c = 2{,}613\, D_1$<br>$l = 3{,}558\, D_1$ |
| $D = 45°$<br>$\alpha = 67°30'$<br>$a = D_1$<br>$c = 2{,}613\, D_1$<br>$h = 0{,}924\, D_1$<br>$l = 2{,}414\, D_1$ | Vedere A<br>$D = 60°$<br>$\alpha = 60°$<br>$a = D_1$<br>$h = 1{,}094\, D_1$<br>$c = 2 D_1$<br>$l = 2{,}646\, D_1$ |
| $D = 60°$<br>$\alpha = 60°$<br>$a = D_1$<br>$c = 2 D_1$<br>$h = 0{,}866\, D_1$<br>$l = 1{,}732\, D_1$ | Vedere A<br>$D = 80°$<br>$\alpha = 50°$<br>$a = D_1$<br>$h = 1{,}013\, D_1$<br>$c = 1{,}556\, D_1$<br>$l = 1{,}96\, D_1$ |
| $45°+\alpha$, $90°+\beta$, $45°-\alpha-\beta$, $n(2\alpha+\beta)$, Vedere A<br>$D = 90°$<br>$\alpha = 45°$<br>$a = D_1$<br>$c = 1{,}414\, D_1$<br>$l = D_1$<br>Dacă $\alpha = \beta/2$, razele incidentă și emergentă sînt perpendiculare pe catete | $D = 90°$<br>$\alpha = 90°$<br>$a = D_1$<br>$b = 0{,}366\, D_1$<br>$l = 1{,}732\, D_1$<br>$h = 1{,}732\, D_1$<br>Redresare completă |
| $D = 105°$<br>$\alpha = 37°30'$<br>$a = D_1$<br>$c = 1{,}260\, D_1$<br>$h = 0{,}821\, D_1$<br>$l = 1{,}303\, D_1$<br>Redresare parțială | — |
| $D = 90° - (i_1 - i'_3)$<br>$i'_1 = i_3;\ i_1 = i'_3$<br>$D = 90° - 2i_1$<br>La rotirea prismei în jurul unei axe perpendiculare pe planul figurii, se ratează imaginea | |

Prisme cu două suprafețe reflectante

| | |
|---|---|
| $D = 180°$<br>$\alpha = 45°$<br>$a = 2D_1$<br>$c = 1{,}414\,D_1$<br>$h = D_1$<br>$l = 2D_1$<br>$45° + \Delta\alpha_1$; $45° + \Delta\alpha_2$; $90° - \Delta\alpha_1 - \Delta\alpha_2$<br>$\Delta = 2n(\Delta\alpha_1 + \Delta\alpha_2)$<br>$\Delta\alpha_2 = -\Delta\alpha_1 \rightarrow \Delta = 0$ | $D = 60°$<br>$a = D_1$<br>$c = 2D_1$<br>$l = 1{,}732\,D_1$<br>Redresare parțială |
| Vedere A<br>$D = 0°$<br>$\alpha = 45°$<br>$\beta = 135°$<br>$a = D_1$<br>$c = 1{,}414\,D_1$<br>$h = D_1$<br>$l = 2D$ | Vedere A<br>$D = 80°$<br>$\alpha = 80°$<br>$\beta = 120°$<br>$a = D_1$<br>$c = 1{,}064\,D_1$<br>$l = 3{,}94\,D_1$ |
| Vedere A<br>$D = 40°$<br>$a = D_1$<br>$c = 1{,}653\,D_1$<br>$c_1 = 1{,}064\,D_1$<br>$m = 0{,}176\,D_1$<br>$l = 1{,}97\,D_1$<br>Redresare parțială | $D = 90°$<br>$\alpha = 90°$<br>$\beta = 112°30'$<br>$a = D_1$<br>$c = 1{,}082\,D_1$<br>$l = 3{,}414\,D_1$<br>$\Delta\alpha, \Delta\beta, \Delta\gamma \rightarrow \Delta = z + m(3\Delta\alpha + 2\Delta\beta + 2\Delta\gamma)$ |
| $D = 45°$<br>$\alpha = 45°$<br>$\beta = 112°30'$<br>$\gamma = 22°30'$<br>$a = D_1$<br>$c = 1{,}707\,D_1$<br>$c_1 = 1{,}082\,D_1$<br>$l = 1{,}707\,D_1$<br>Redresare parțială | Vedere A<br>$D = 60° \ldots 90°$<br>$\alpha = 150°$<br>$a = D_1$<br>$b = D_1$<br>$c_1 = 2D_1$<br>$c = 1{,}414\,D_1$<br>$l = 2{,}366\,D_1$ |

Tabelul 4.3 (continuare)

## Prisme cu două suprafețe reflectante

**18**

Vedere A

$D = 80° \div 90°$
$\alpha = 140°$
$a = D_1$
$C = 1{,}414\,D_1$
$C_1 = 1{,}556\,D_1$
$l = 1{,}874\,D_1$

**20**

Vedere A

$D = 100° - 90°$
$a = D_1$
$C = 1{,}414\,D_1$
$C_1 = 1{,}305\,D_1$
$l = 1{,}954\,D_1$

**19**

Vedere A

$D = 90° - 90°$
$a = D_1$
$C = 1{,}414\,D_1$
$C_1 = 1{,}414\,D_1$
$l = 1{,}707\,D_1$

**21**

Vedere A

$D = 120° - 90°$
$a = D_1$
$C = 1{,}414$
$C_1 = 1{,}155\,D_1$
$l = 2{,}823\,D_1$

**22**

$a = D_1$; $3{,}61\,D_1$; $D = 300^g$; $75^g$

Prisma Wallaston

**23**

**24**

$3{,}12\,d$; $1{,}71\,d$; $45°$; $67{,}5°$

## Prisme cu acoperiș și o suprafață reflectantă

**25**

Vedere A

$D = 180°$
$a = 2{,}225\,D_1$
$c = 4{,}414\,D_1$
$l = 2{,}957\,D_1$

**26**

$D = 100° - 90°$
$c = 1{,}305\,D_1$
$b = D_1$
$C_1 = 1{,}414\,D_1$
$l = 2{,}909\,D_1$

Tabelul 4.3 (continuare)

| Prisme cu acoperiș și o suprafață reflectantă | |
|---|---|
| **27**<br>Vedere A<br>$D=45°$<br>$\alpha=112°30'$<br>$a=1,237\,D_1$<br>$c=1,082\,D_1$<br>$l=2,111\,D_1$<br>$b=2,71\,D_1$ | **30** Leman, Sprenger<br>$D=0°$<br>$a=D_1$<br>$c=2,5\,D_1$<br>$c_1=D_1$<br>$l=4,33\,D_1$ |
| **28** Pentaprisma cu acoperiș<br>$D=90°$<br>$\alpha=90°$<br>$\beta=112°30'$<br>$a=1,237\,D_1$<br>$c=1,082\,D_1$<br>$l=4,223\,D_1$ | **31** Schmidt<br>Vedere A<br>$D=45°$<br>$\alpha=67°30'$<br>$c=1,414\,D_1$<br>$c_1=1,082\,D_1$<br>$l=2,414\,D_1$ |
| **29**<br>Vedere A<br>$D=60°$<br>$a=D_1$<br>$c=1,155\,D_1$<br>$h=1,618\,D_1$<br>$l=2,802\,D_1$ | **32**<br>$D=180°$<br>$a_1=D_1$<br>$c=2D_1$<br>$h=0,577\,D_1$<br>$c_1=1,155\,D_1$<br>$l=1,732\,D_1$ |
| **Prisme cu acoperiș și două suprafețe reflectante** | |
| **33** Leman, Sprenger<br>$D=0°$<br>$a=D_1$<br>$c=2D_1$<br>$c_1=2,618\,D_1$<br>$m=0,357\,D$<br>$l=4,535\,D_1$ | **34**<br>$D=180°$<br>$a=1,868\,D_1$<br>$c=2,618\,D_1$<br>$h=0,934\,D_1$<br>$l=2,802\,D_1$ |
| **Prisme pentru aparate de observare și măsurare** | |
| **35**<br>Vedere A<br>$D=0°$<br>$a=D_1$<br>$c=3,46\,D_1$<br>$c_1=1,185\,D_1$<br>$c_2=2D_1$<br>$h=2D_1$<br>$l=5,2\,D_1$ | **36**<br>Vedere A Vedere B<br>$D=90°$<br>$a=D_1$<br>$c=2D_1$<br>$c_1=1,035\,D_1$<br>$c_2=1,155\,D_1$<br>$d=0,002$ mm<br>$h=1,732\,D_1$<br>$l=4,732\,D_1$<br>(fără pană) |

Tabelul 4.3 (continuare)

## Prisme pentru aparate de observare și măsurare

**37 Cub**

Vedere A

$D = 0$
$a = D_1$
$c = D_1 \dfrac{\sqrt{2n^2-1}}{\sqrt{2n^2-1}-1}$
$c_1 = 0{,}707\ D_1$
$l = D_1 \dfrac{n}{\sqrt{2n^2-1}-1}$

**42**

$D = 0°$
$a = D_1$
$b = D_1$
$c = 1{,}155\ (A + D_1)$
$h = 0{,}333\ (A + D_1)$
$l = 1{,}115\ (A + D_1)$
(fără pană)

**38 Pechan + Schmidt**

Vedere A

$D = 0°$
$a = D_1$
$c = 1{,}414\ D_1$
$c_1 = 1{,}08\ D_1$
$c_2 = 1{,}705\ D_1$
$d = 0{,}39\ D_1$
$h = 1{,}205\ D_1$
$d_1 = 0{,}05\text{–}0{,}1$ mm
$l = 4{,}62\ D_1$

Patent German DRP 108685/27.06.1899

**43 Huet cu acoperiș**

$l = 8{,}27\ d$

**39 Abbe**

$D = 0°$
$a = D_1$
$c = 3{,}46\ D_1$
$c_1 = 1{,}155\ D_1$
$c_2 = 2D_1$
$h = 2D_1$
$l = 5{,}2\ D_1$

**44**

$l = 2{,}71\ d$

**40**

Vedere A

$D = 90°$
$a = D_1$
$c = 2{,}33\ D_1$
$c_1 = 1{,}035\ D_1$
$c_2 = 1{,}155\ D_1$
$m = 0{,}33\ D_1$
$d_1 = 0{,}1$ mm
$h = 2{,}3\ D_1$
$l = 2{,}6\ D_1$
(fără prisma mică)

**45 Wallaston**

**41 Bauernfeind-Schmidt Hans**

Vedere de jos

$D = 0°$
$a = D_1$
$c = 1{,}78\ D_1$
$c_1 = 1{,}08\ D_1$
$c_2 = 1{,}414\ D_1$
$m = 0{,}39\ D_1$
$h = 1{,}231\ D_1$
$d_1 = 0{,}1$ mm
$l = 4{,}75\ D_1$

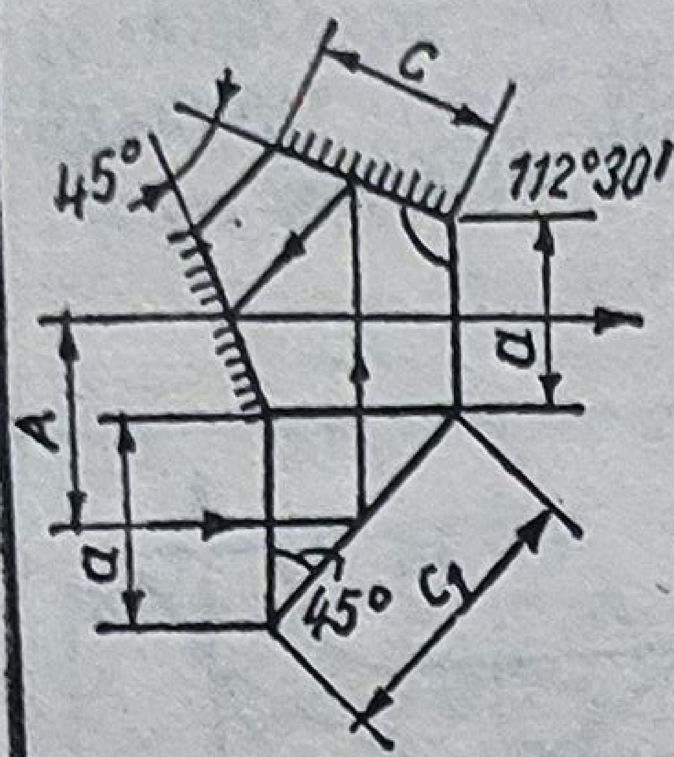
**46 Sprenger și Leman**

$l = 3{,}46\ d$

Tabelul 4.3 (continuare)

## Prisme cu mai multe suprafețe reflectante

### 47 Hensoldt tip 1




$D = 0°$

$a = D_1$

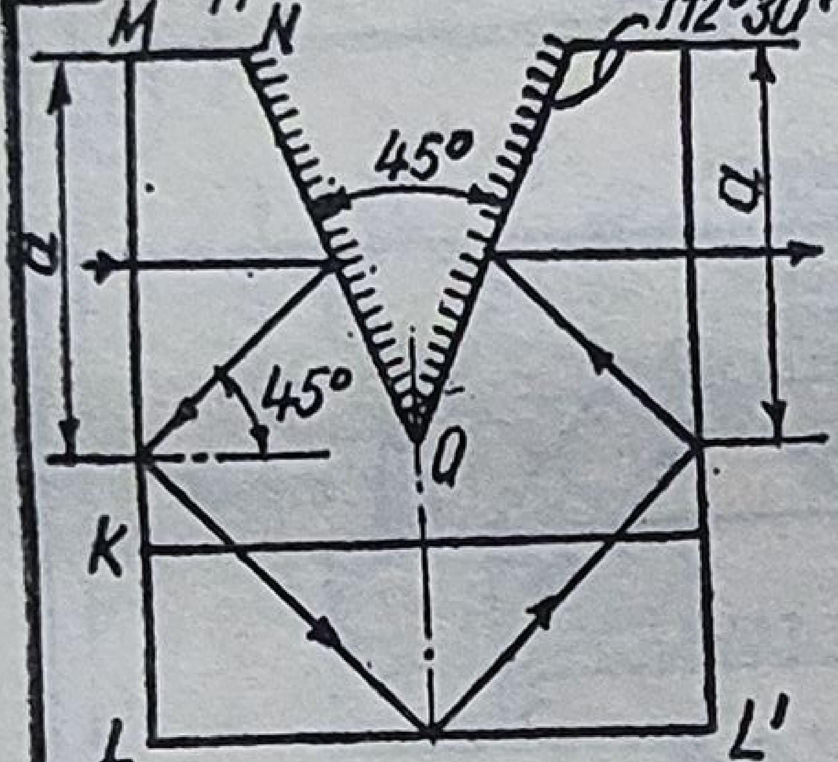
$A = 0{,}371\ D_1$

$C = 7{,}082\ D_1$

$C_1\ 1{,}4142\ D_1$

$l = 4{,}414\ D_1$

### 48 Uppendahl Willy




$D = 0°$

$a = D_1$

$\overline{LM} = 1{,}7071\ D_1$

$\overline{ON} = 1{,}0824\ D_1$

$\overline{MN} = 0{,}2929\ D_1$

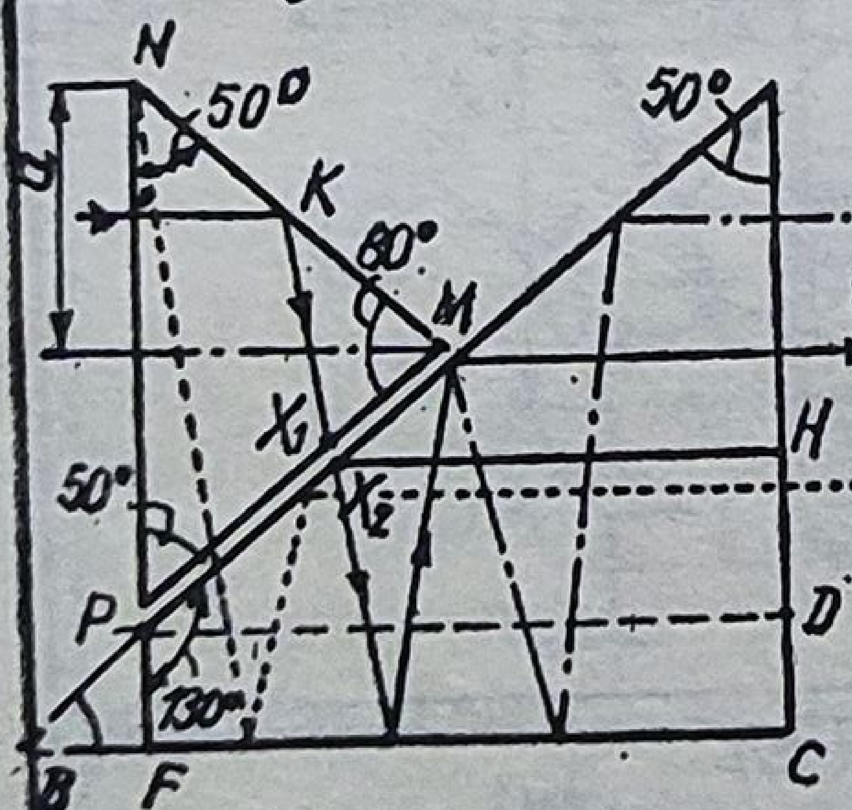
$\overline{LL'} = 1{,}4142\ D_1$

$\overline{MK} = 1{,}2071\ D_1$

$l = 4{,}4142\ D_1$

$\overline{KL} = 0{,}5\ D_1$

### 49 König A.




$D = 0°$

$M = D_1$

$\overline{NP} = 2D_1$

$\overline{MN} = \overline{MP} = 1{,}5557\ D_1$

$\overline{AC} = 1{,}2071\ D_2$

$D_2 = \overline{AD}$

$\overline{HC} = 0{,}5\ D_2$

$\overline{BC} = 1{,}4386\ D_2$

$\overline{AP} = 0{,}9784\ D_1 + 1{,}0612\ D_2$

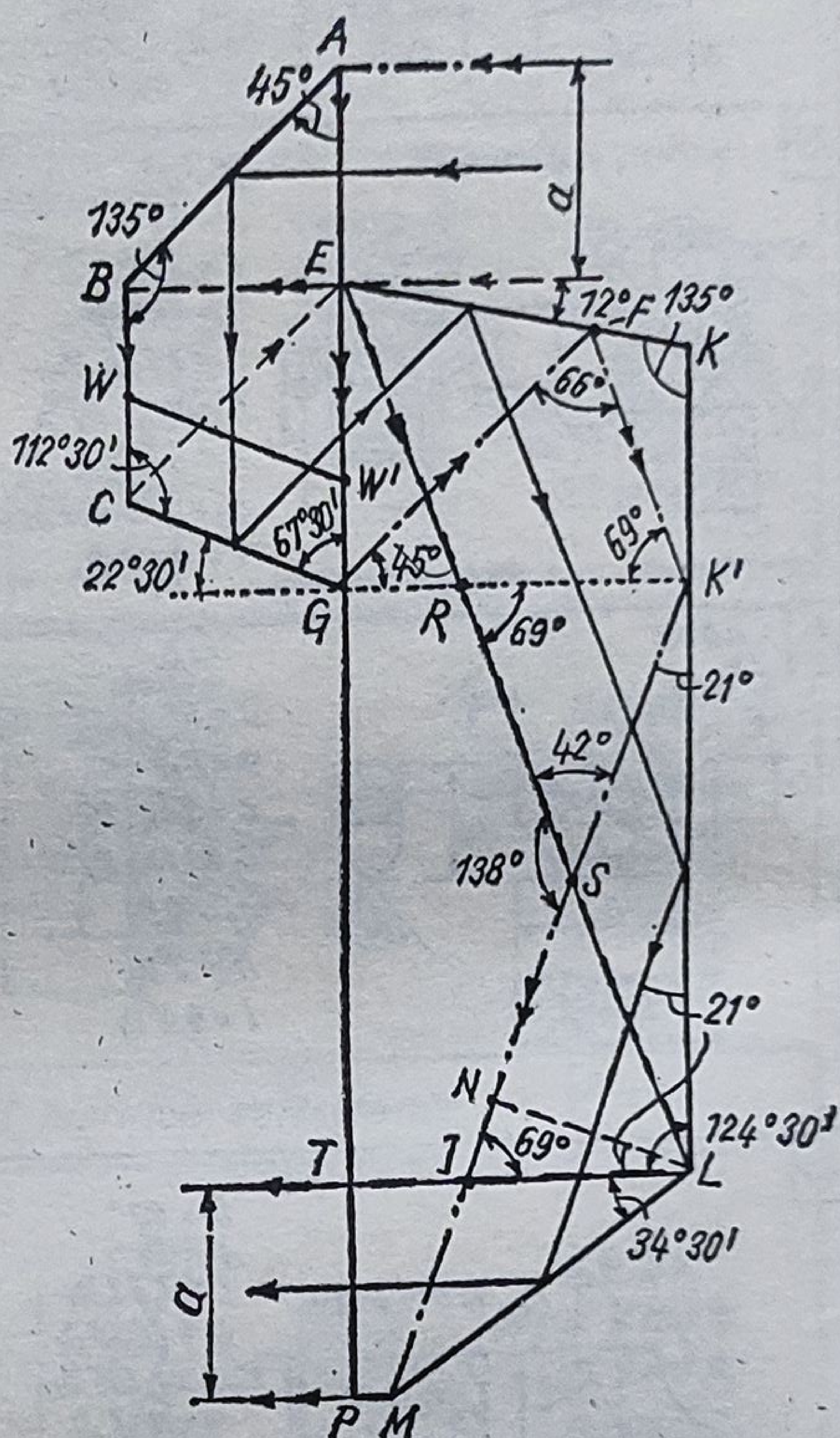
$\overline{FP} = 0{,}5249\ D_2 - 0{,}6288\ D_1$

$l = 1{,}4804\ D_1 + 1{,}8468\ D_2$

$\overline{MX_1} = 0{,}5773\ D_1$

$\overline{AX_2} = 1{,}0612\ D_2$

### 50 Sistemul prismatic Erich Schönfeld (forma alungită)




$\overline{EK} = 1{,}6501\ D_1$; $\overline{AP} = 6{,}2046\ D_1$;

$\overline{KL} = 3{,}8621\ D_1$; $\overline{GR} = \overline{TI} = 0{,}542\ D_1$;

$\overline{LM} = 1{,}7659\ D_1$; $\overline{RS} = \overline{SI} = 1{,}4801\ D_1$;

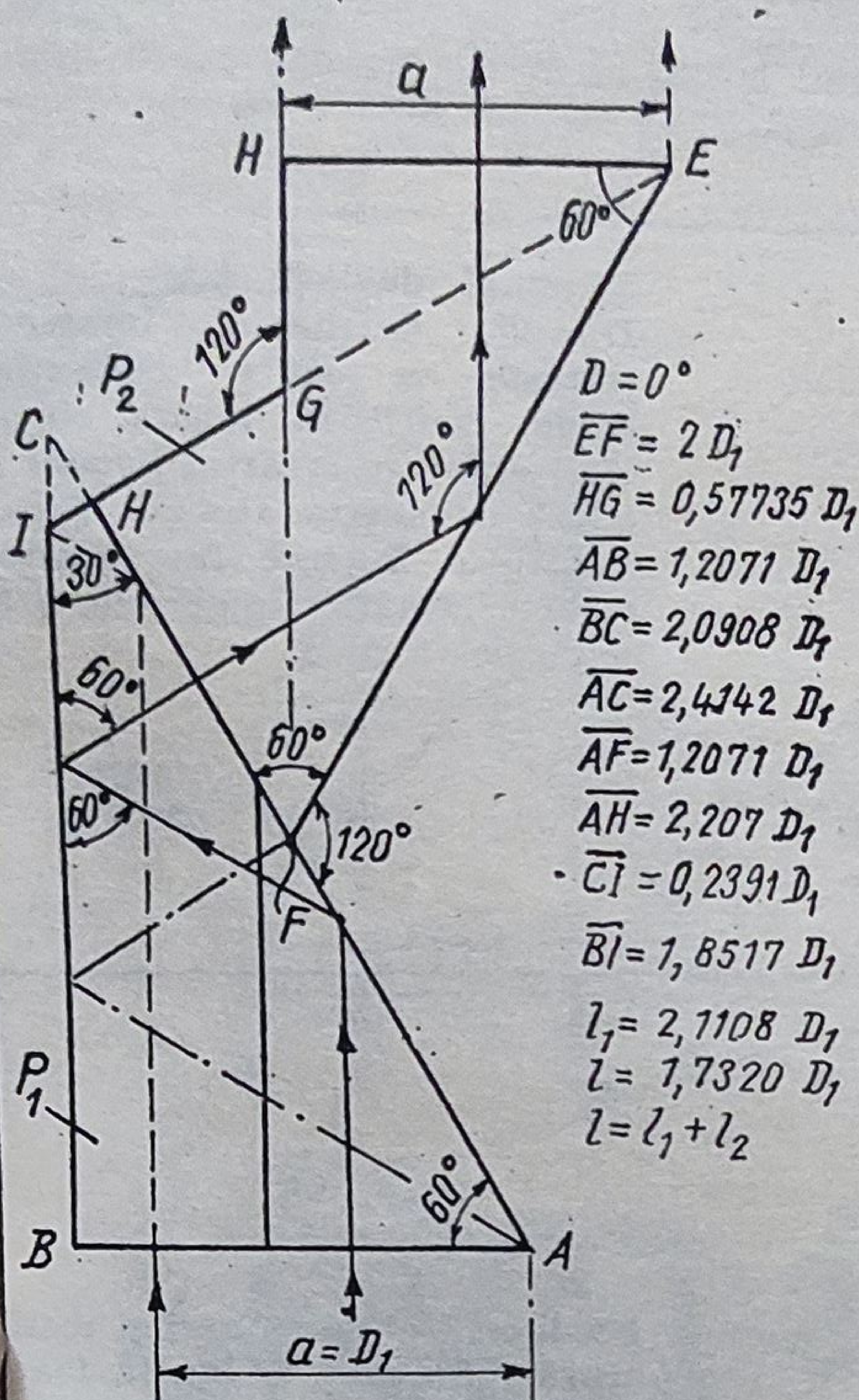
$\overline{PM} = 0{,}1590\ D_1$; $\overline{AE} = \overline{BC} = D_1$;

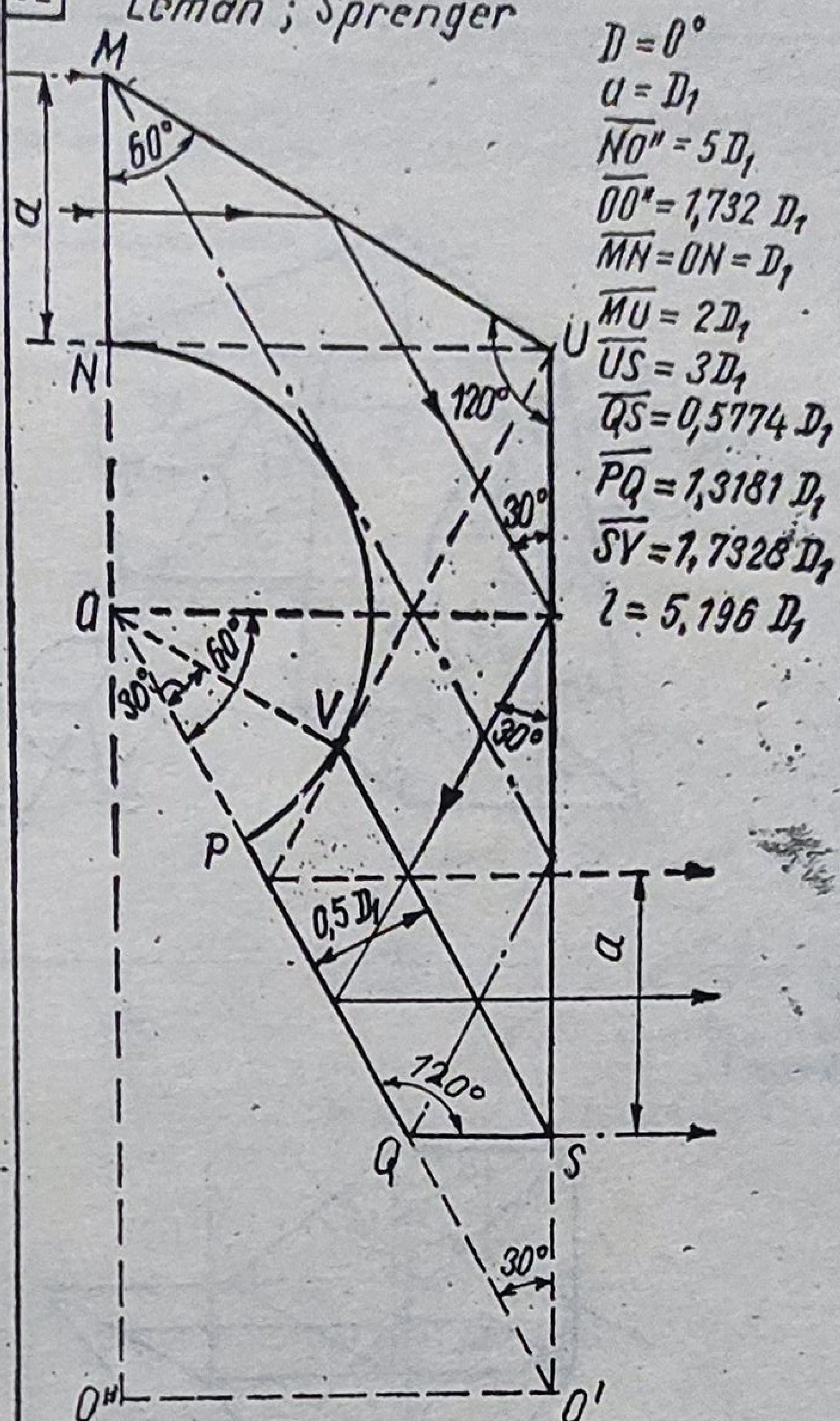
$\overline{AB} = 1{,}4142\ D_1 - \overline{CE} = 1{,}0824\ D_1$

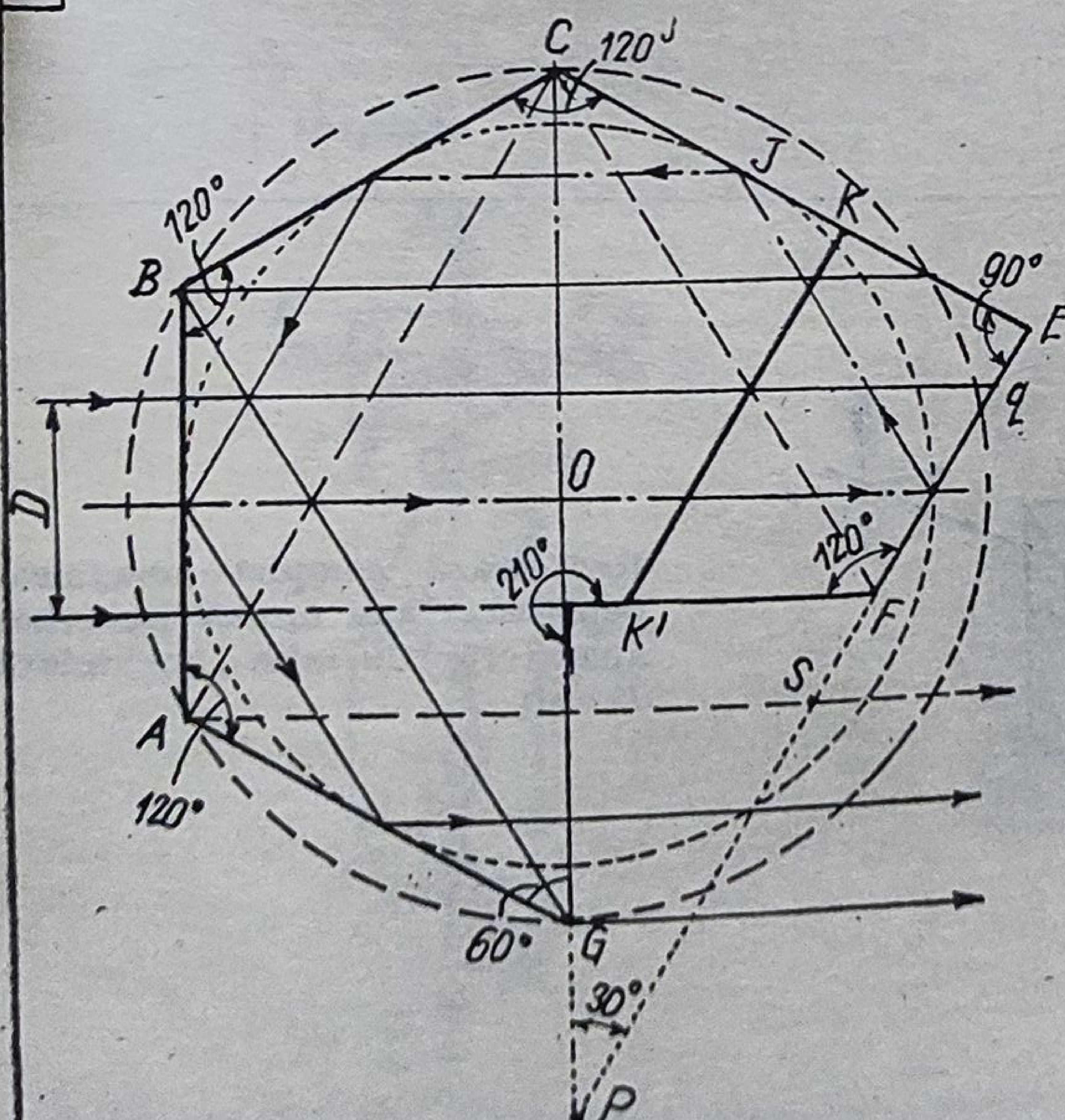
$\overline{EG} = 1{,}4142\ D_1$; $\overline{AG} = 2{,}4142\ D_1$

$\overline{GR} = \overline{TI} = 0{,}5429\ D_1$; $\overline{RS} = \overline{SI} = 1{,}4801\ D_1$

$D = 0°$; $a = D_1$



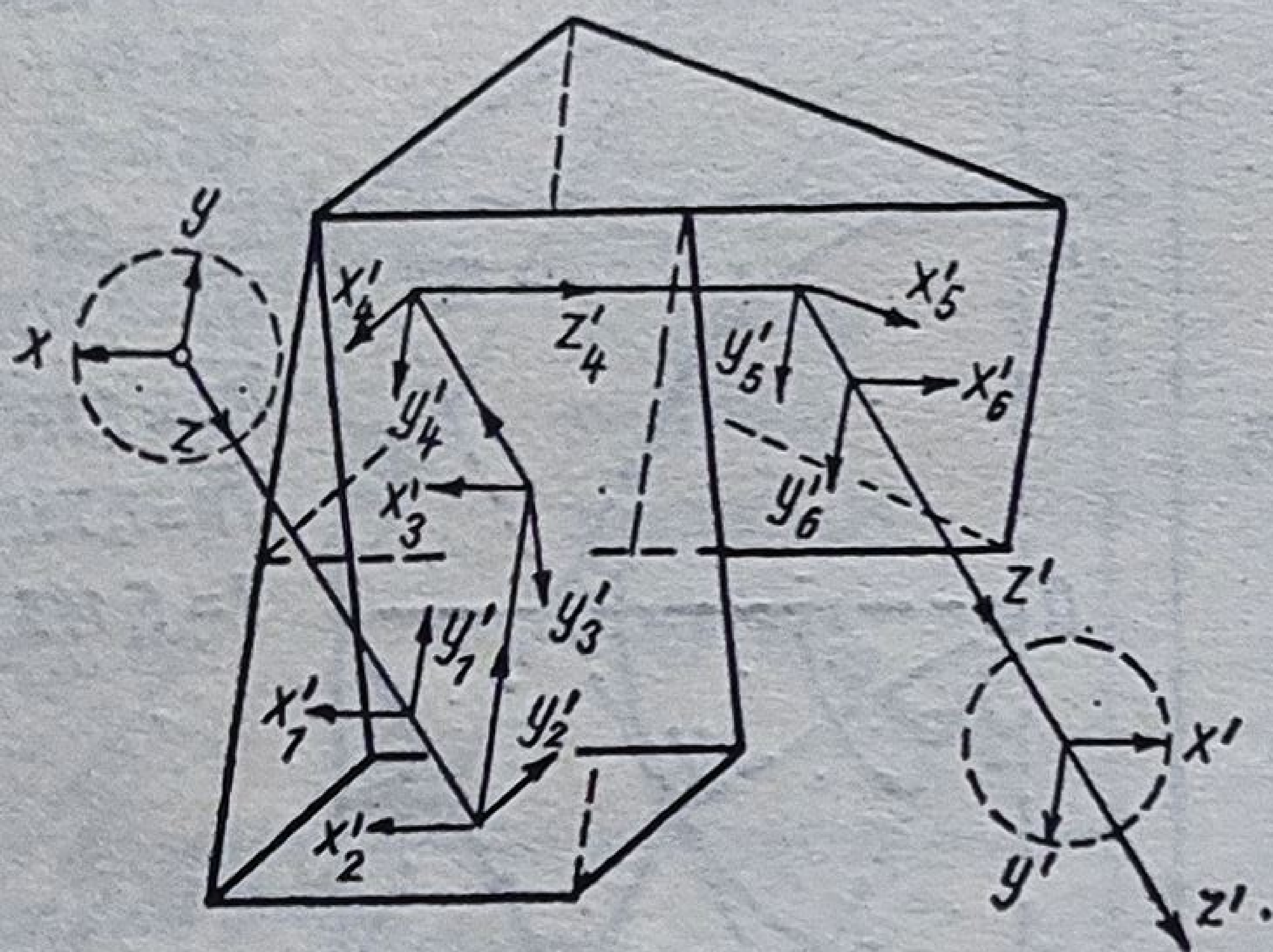




Prisma J.D. Möller
DRP 35868/1920
$R = 2D$ raza cercului circumscris exagonului regulat
$\overline{AB} = \overline{AG} = \overline{BC} = 2D$
$\overline{CE} = 2{,}5\,D$
$\overline{FP} = \overline{GP} = 1{,}4433\,D$
$\overline{CP} = 50$ ; $a = 2D$
$\overline{OP} = 0{,}5D$ ; $CJ = 2D$
$\overline{JE} = 0{,}5\,D$
$\overline{Fq} = 1{,}1547\,D = \overline{FK'}$
$l = 11{,}258\,D$

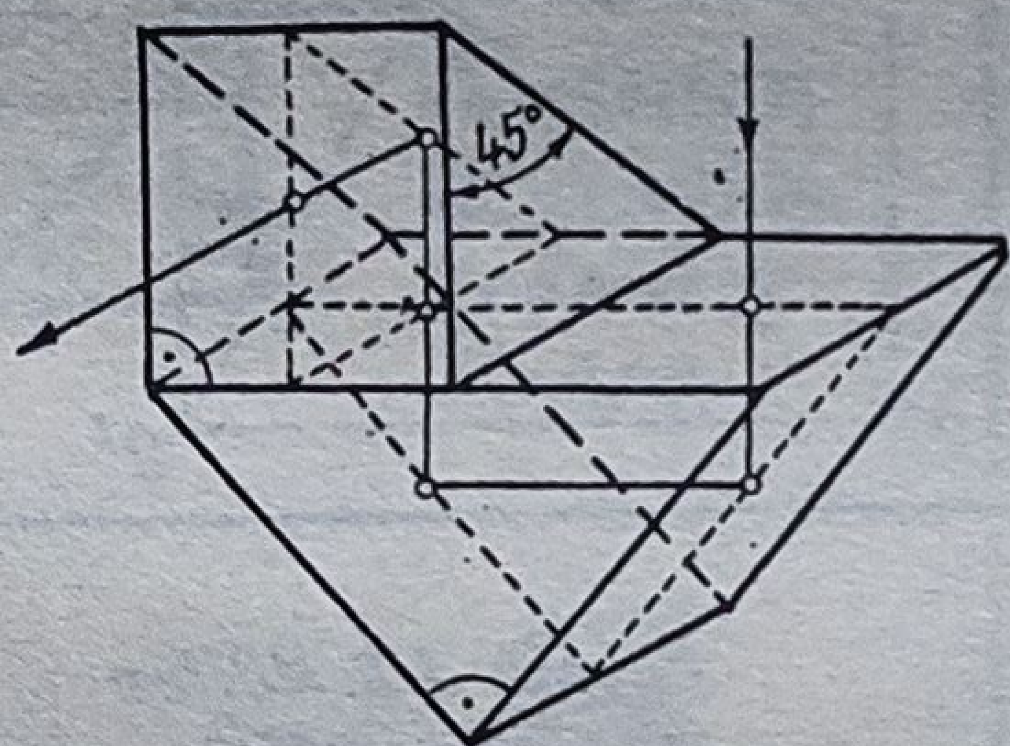
*Tabelul 4.4.* **Sisteme prismatice cu destinații speciale**

1. *Porro I*



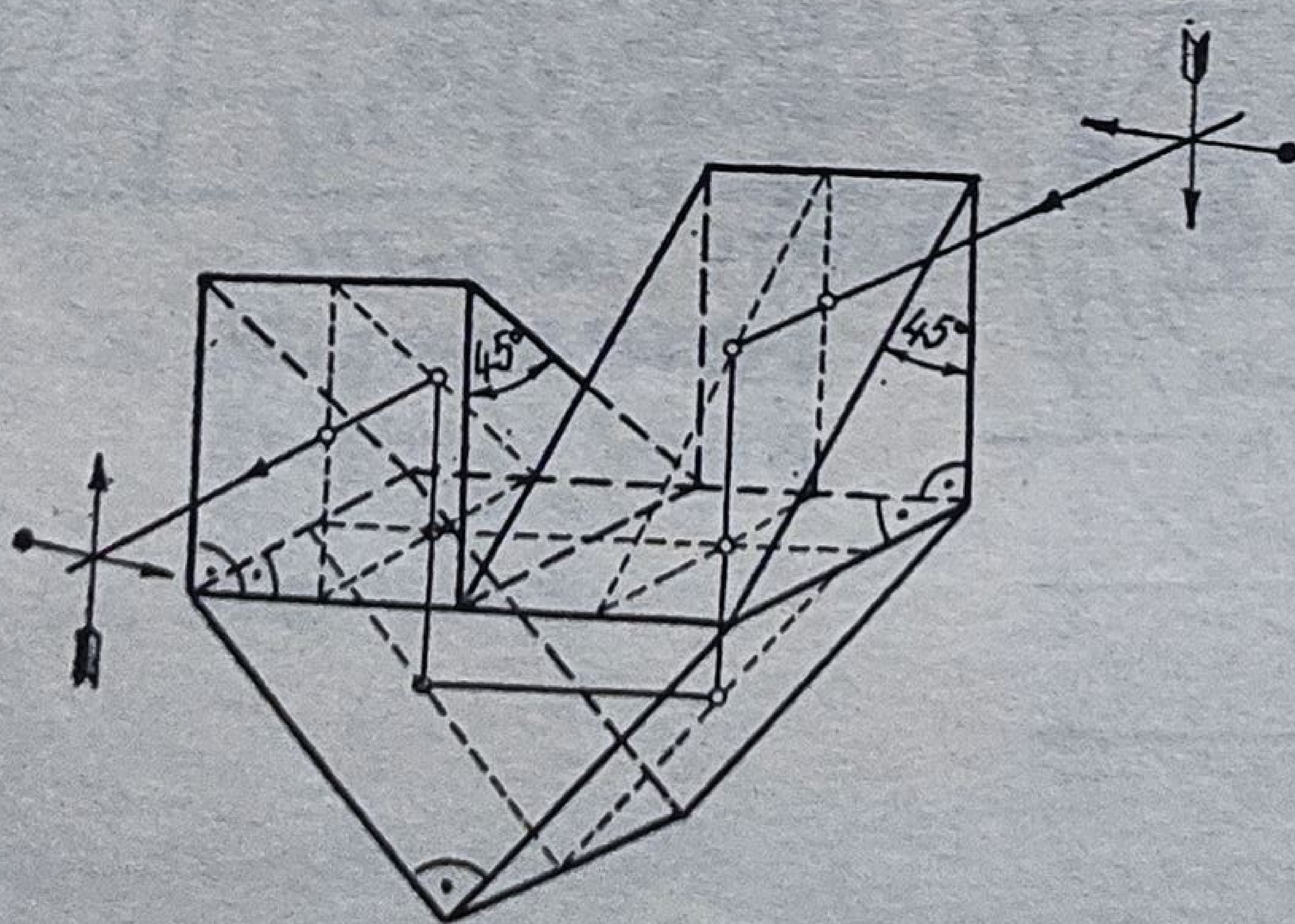

Sistemul deviază fasciculul cu $D = 0°$, redresează imaginea (rotește cu 180°), deplasează axele, scurtează luneta (binoclul), mărește ercartul pupilar și odată cu acesta abscisa obiect. Pentru a înțelege funcționarea trebuie urmărite unghiurile $\sigma$ în cercurile izogone

2. *Porro II*




Produce deplasarea axei și realizează redresarea în luneta foarfecă. Deviația $D = 180°$

3. *Porro III*

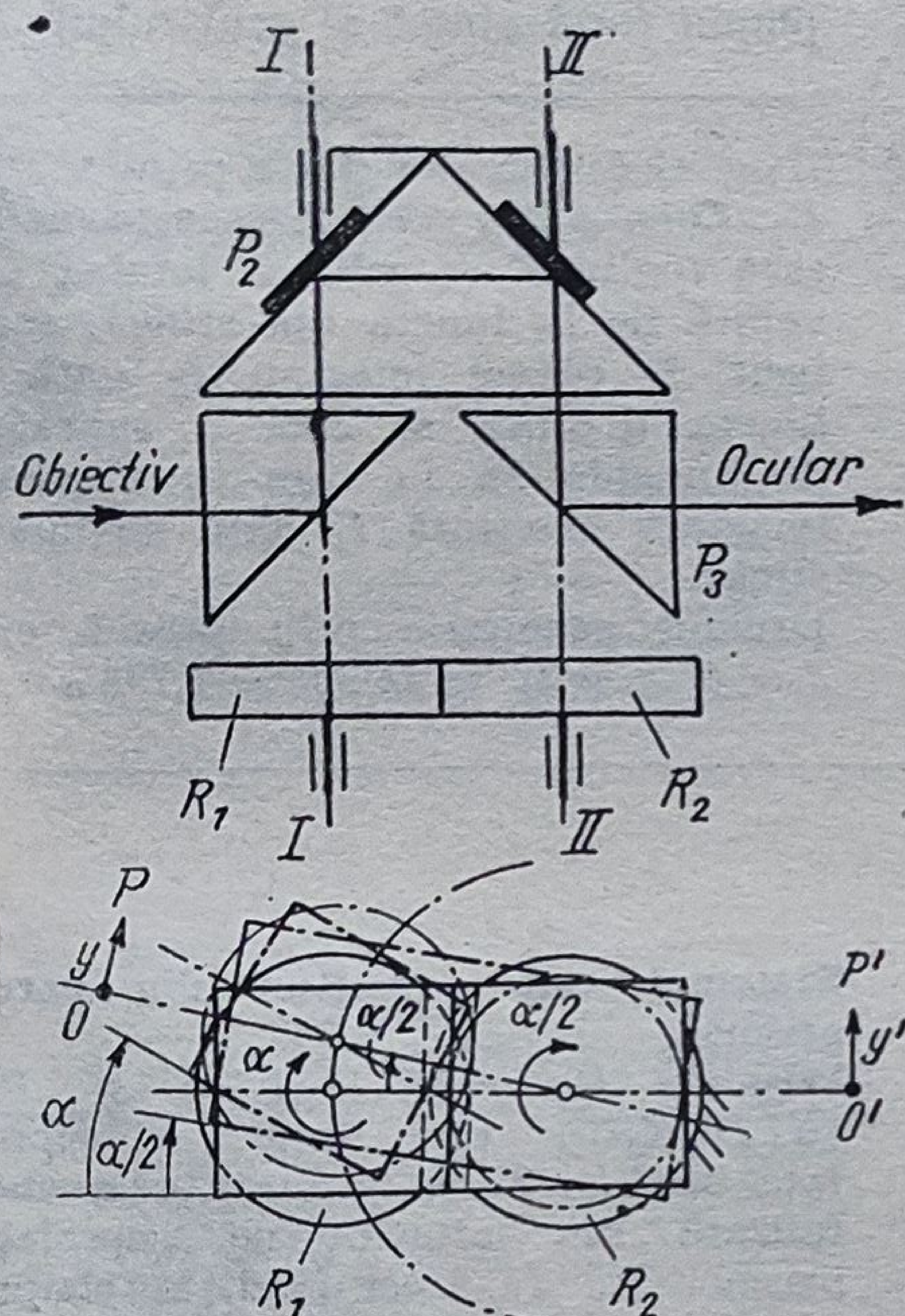



Redresează complet imaginea, deplasează axa optică (scurtînd aparatul); deviația unghiulară $D = 0$

*Tabelul 4.5.* **Sarniere optice**

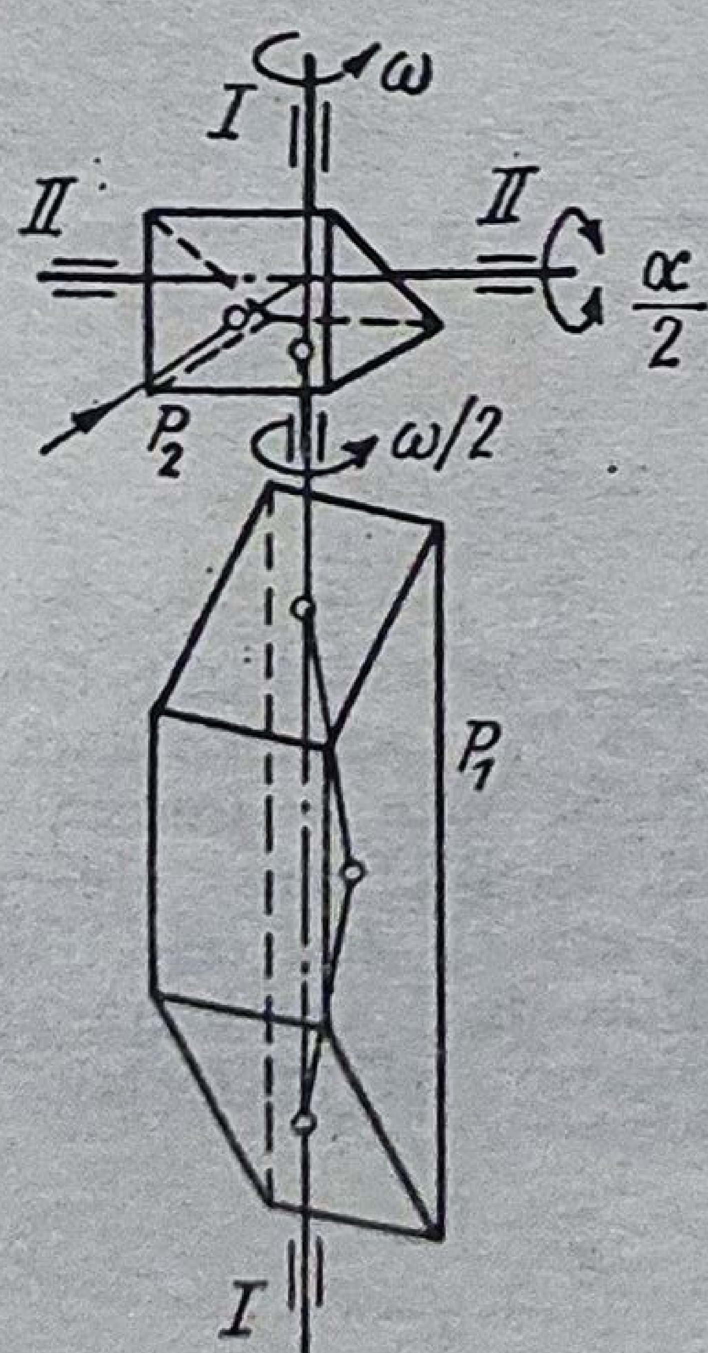
Sarniera optică este un sistem prismatic compensator care are rolul de a forma imaginea dată de un obiectiv mereu în planul focal obiect al ocularului fix, chiar și atunci cînd axele optice ale celor două sisteme lenticulare sînt înclinate una față de cealaltă.

1. *Sarniera plană*



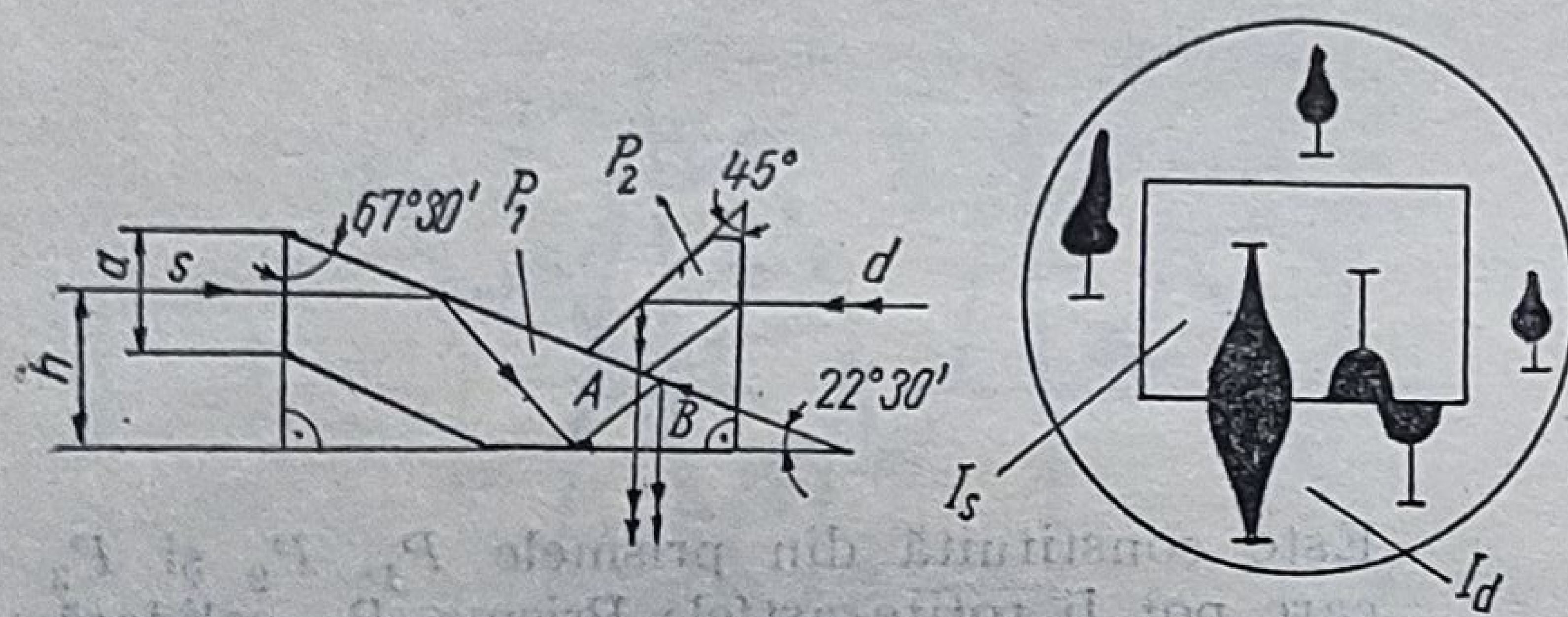

Este constituită din prismele $P_1$, $P_2$ și $P_3$ care pot fi rotite astfel: Prisma $P_1$, solidară cu sectorul dințat $R_1$, se rotește cu unghiul $\alpha$ față de axa $I-I$ și cu unghiul $\alpha/2$ în raport cu axa $II-II$. Prisma $P_2$ se rotește cu unghiul $\alpha/2$ în jurul axei $II-II$. Prisma $P_3$, solidară cu roata $R_2$, este fixă. Cele patru suprafețe reflectante formează imaginea unui obiect, situat paralel cu muchia prismei, chiar și atunci cînd obiectivul se rotește împreună cu prisma $P_1$. Sistemul se utilizează în construcția unor lunete speciale

2. *Sar niera spațială*



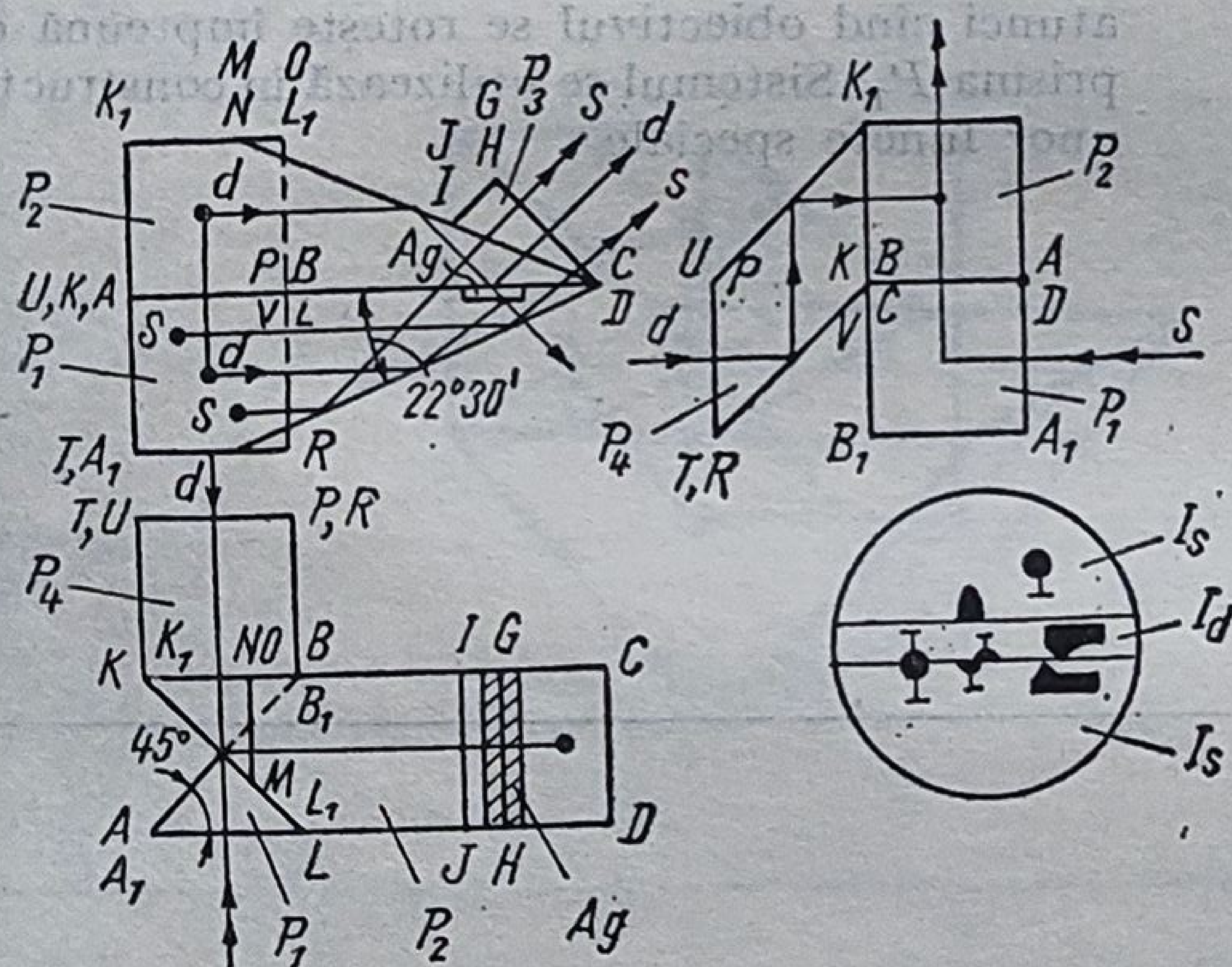
Este constituită dintr-o prismă Dowe $P_1$ și una isoscel dreaptă $P_2$. În timp ce prisma $P_1$ se rotește cu unghiul $\omega/2$ în jurul axei $I-I$, prisma $P_2$ se rotește în același sens cu unghiul $\omega$ în raport cu aceeași axă $I-I$ (mișcare dată de un mecanism diferențial). Prisma $P_2$ poate fi rotită și în jurul axei $II-II$. În acest mod șarniera spațială permite ca cu lunetele panoramice și cu periscoapele să poată fi observate obiecte situate într-un cîmp orizontal de 360°, fără ca observatorul să-și schimbe poziția

Pentru suprapunerea cîmpurilor vizuale a două lunete ce alcătuiesc un aparat, spre exemplu un telemetru, se folosesc sisteme prismatice numite punţi telemetrice. Acestea realizează: devierea axelor optice, inversarea unei imagini sau divizarea cîmpului imagine (din planul focal obiect al ocularului)

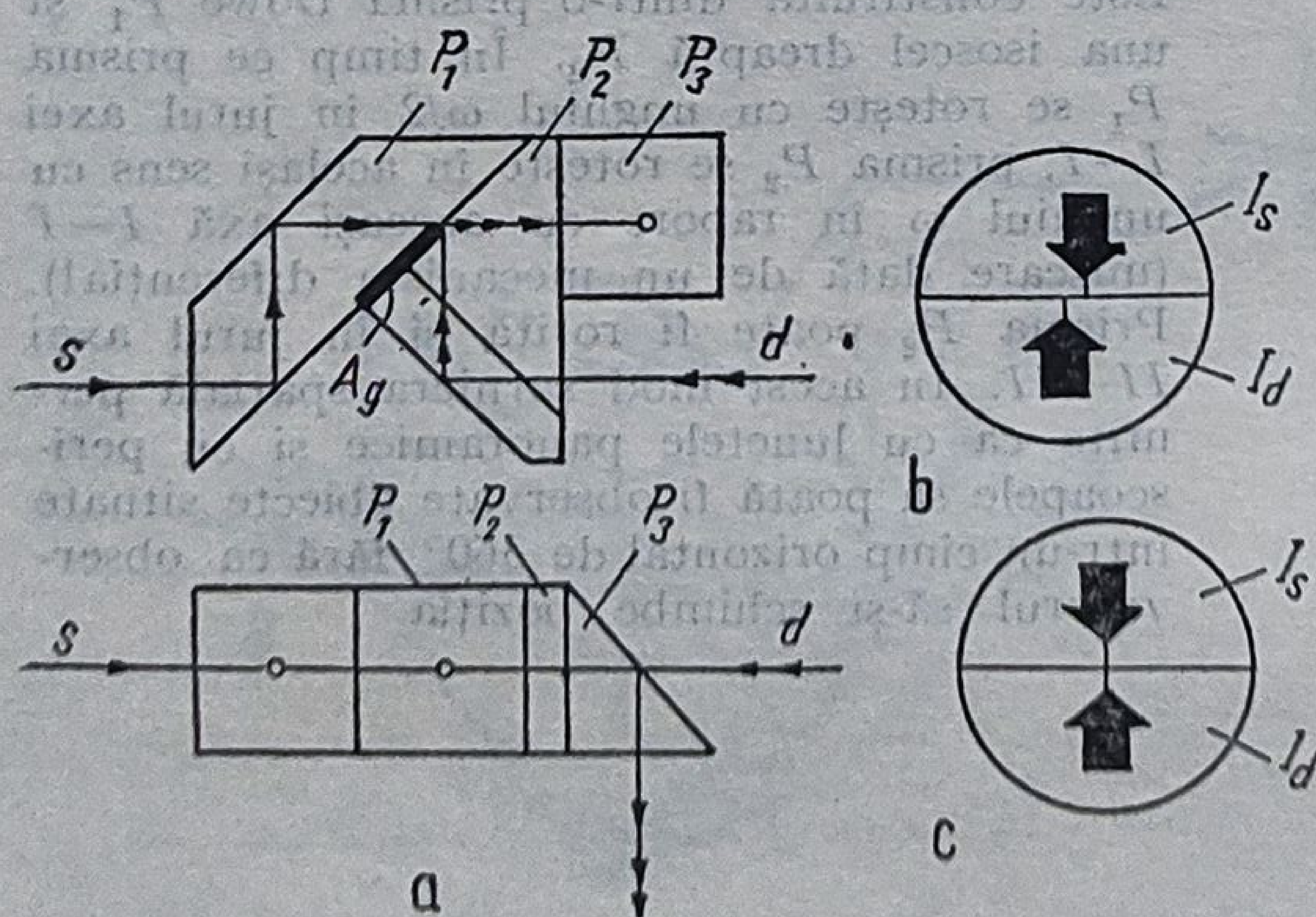



Este alcătuită din două prisme $P_1$ şi $P_2$. Zona $AB$ a prismei $P_1$ este metalizată (oglindă) şi reflectă lumina provenită de la luneta din stînga, astfel încît, în planul imaginii $I_d$ dată de luneta dreaptă se află o suprafaţă dreptunghiulară în care se formează imaginea inversată $I_s$ dată de luneta stîngă.

Drumul geometric prin prismă este $d = (h + a/2)\ \text{tg}\ 22°30' = 1{,}732\ a$

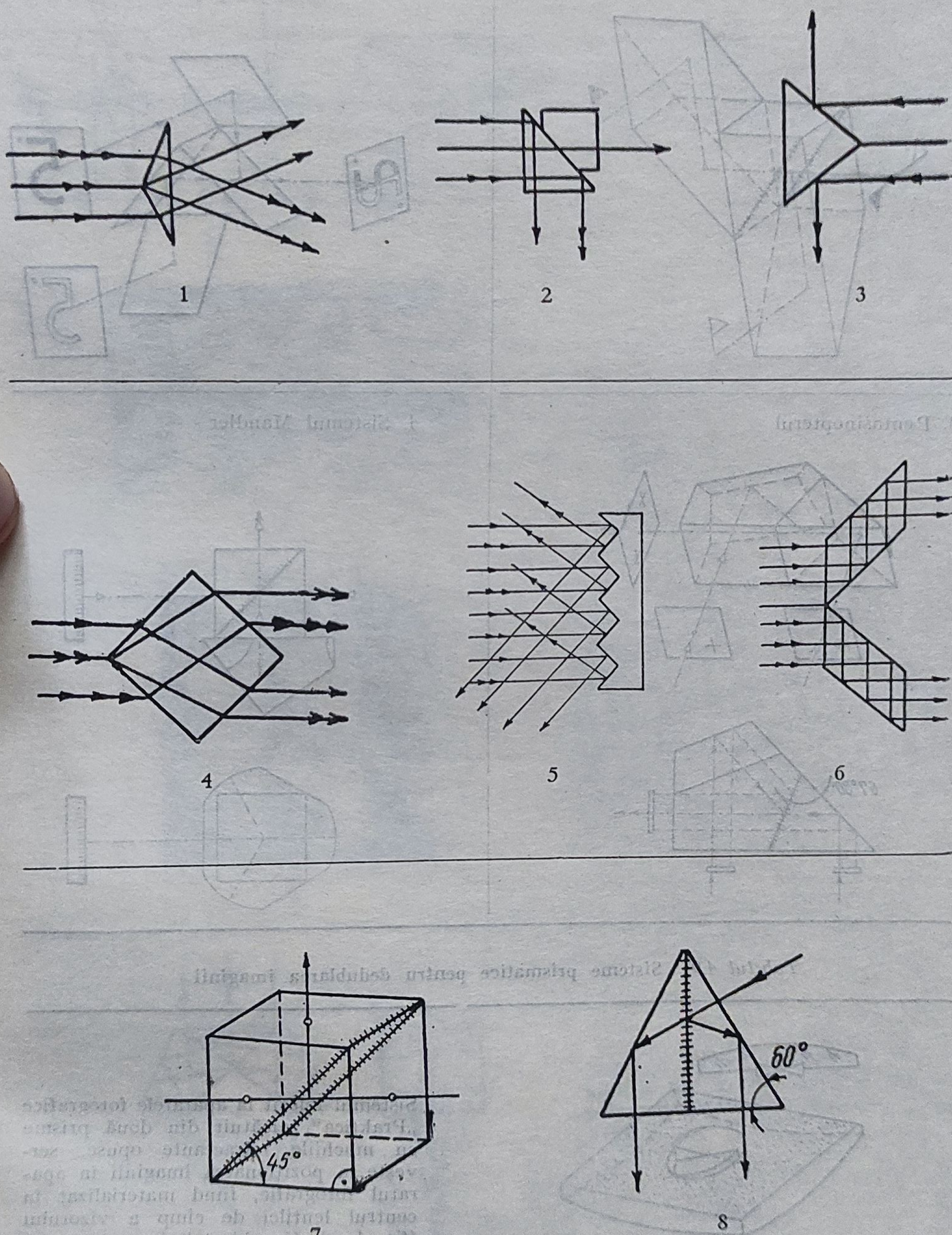



Sistemul este constituit din patru prisme: Prismele $P_1$ ($ABCD\ A_1B_1$) şi $P_2$ ($KLDCK_1L_1$) sînt lipite pe suprafaţa MNCD. Zona haşurată este metalizată sau adîncită pe suprafaţa prismei $P_2$. În acest mod, în cîmpul vizual apare o bandă formată din razele provenite de la prisma $P_2$. Celelalte două prisme sînt: $P_3$ ($GHDCIJ$) şi $P_4$ ($K_1OV\ KUPRT$)

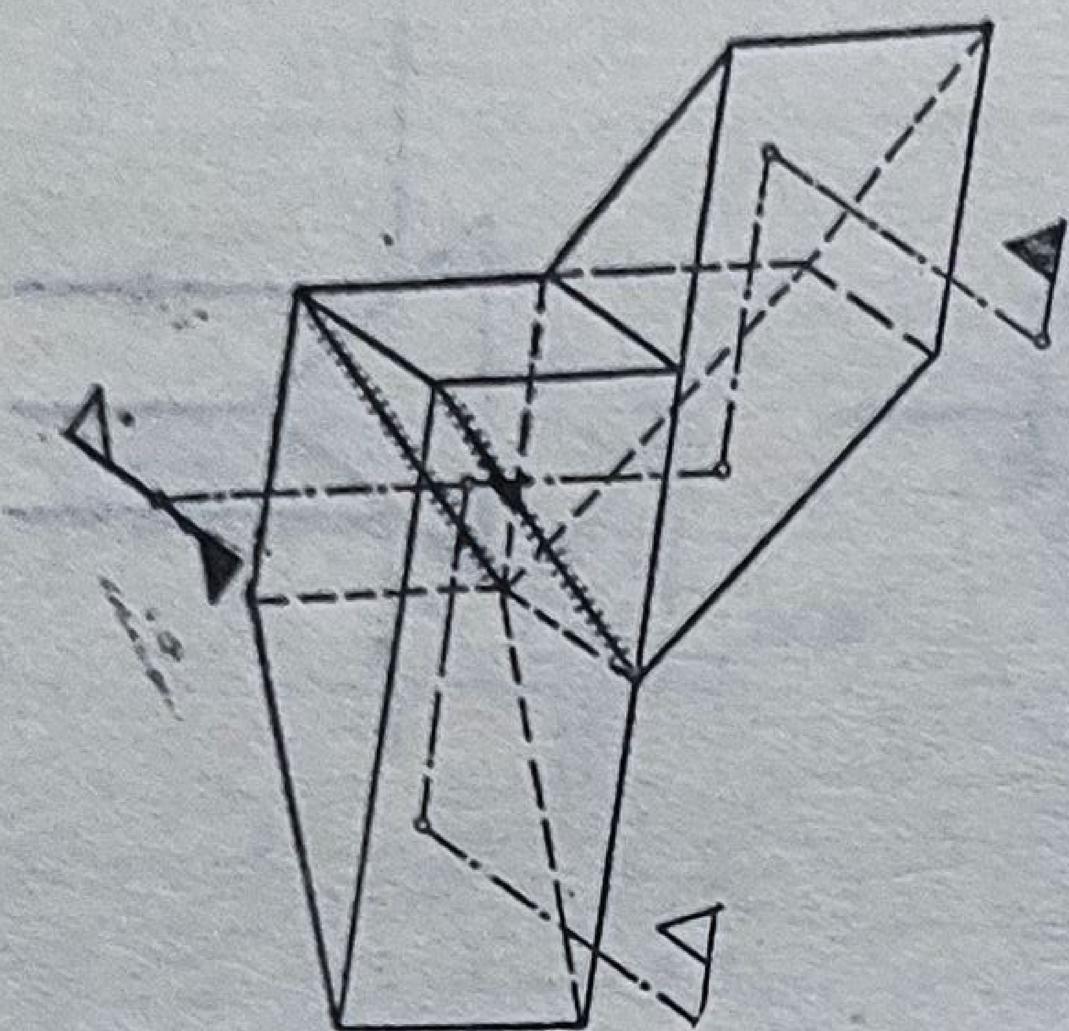
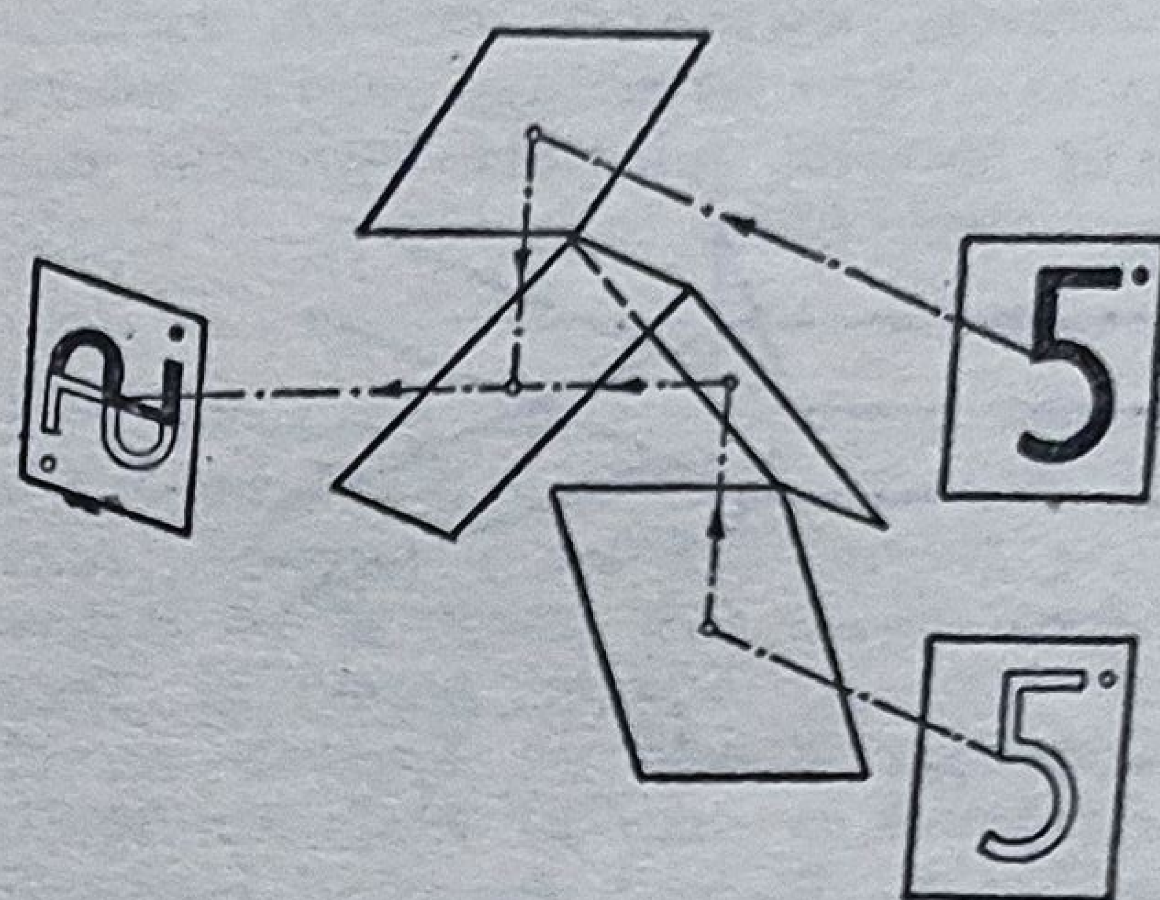
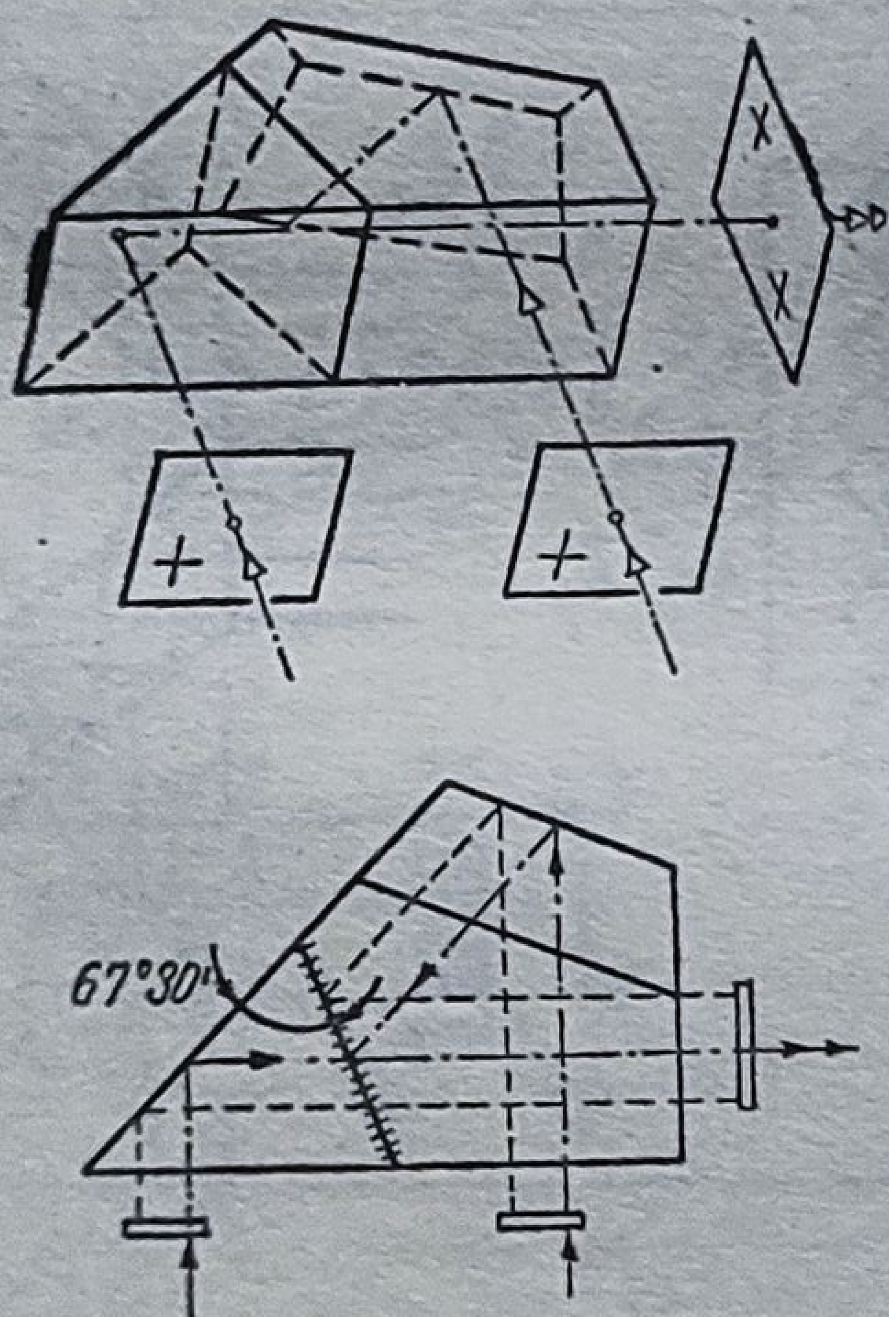
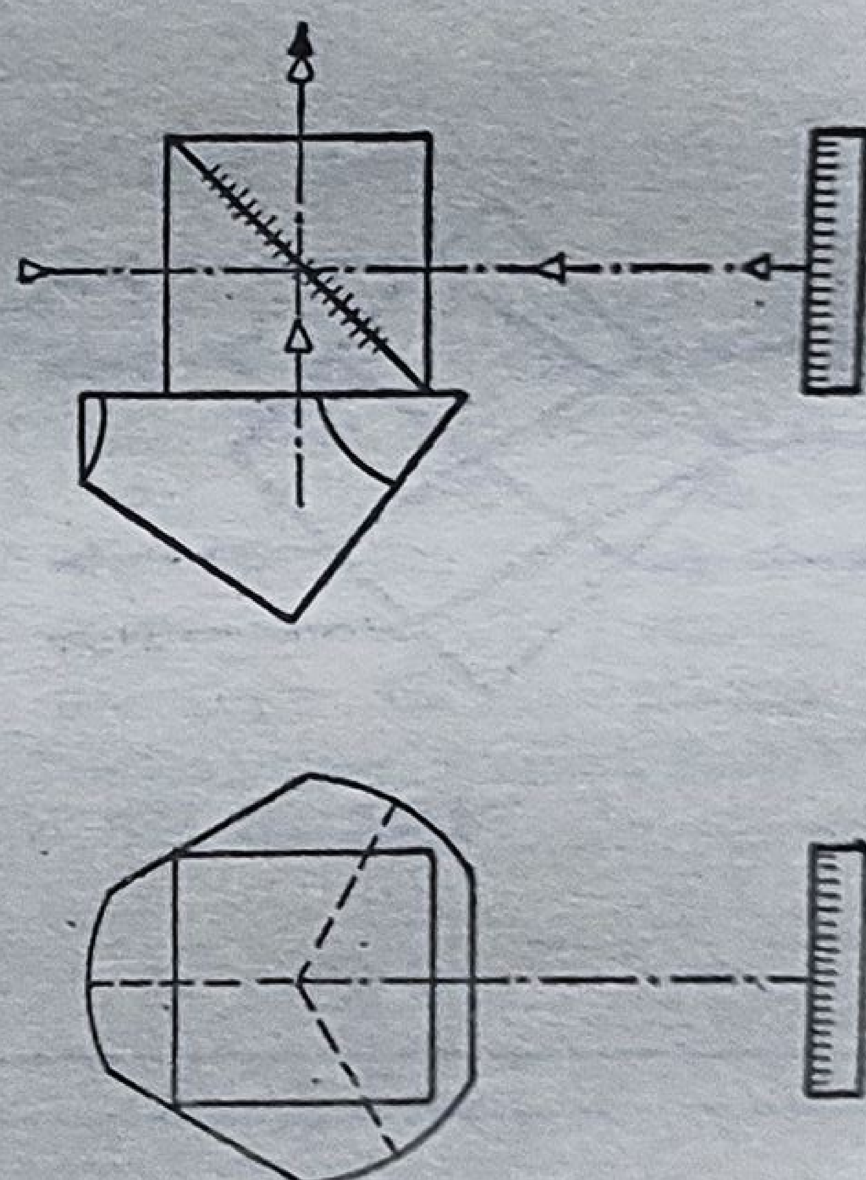



Sistemul este constituit din prismele $P_1$, $P_2$ şi $P_3$. Imaginea dată de luneta din stînga este redresată în planul vertical. Poziţionarea obiectului este corectă atunci cînd cele două imagini sînt aduse în coincidenţă cu ajutorul compensatorului telemetric

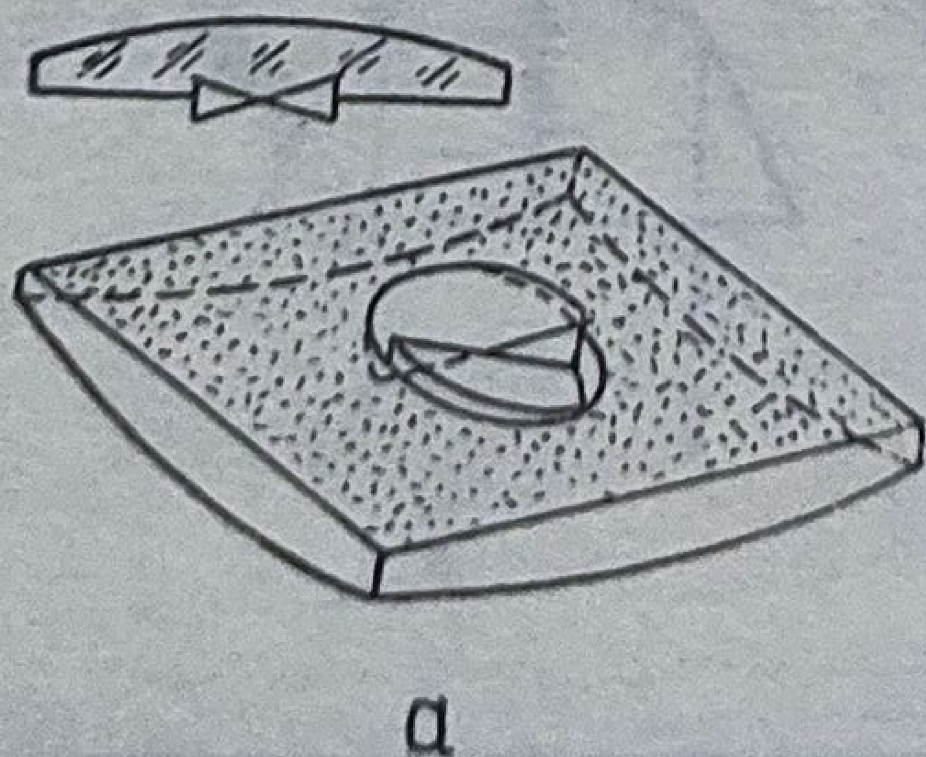
*Tabelul 4.7.* **Prisme şi sisteme prismatice pentru divizarea fasciculelor**



*Tabelul 4.8.* **Sisteme prismatice pentru reunirea fasciculelor**

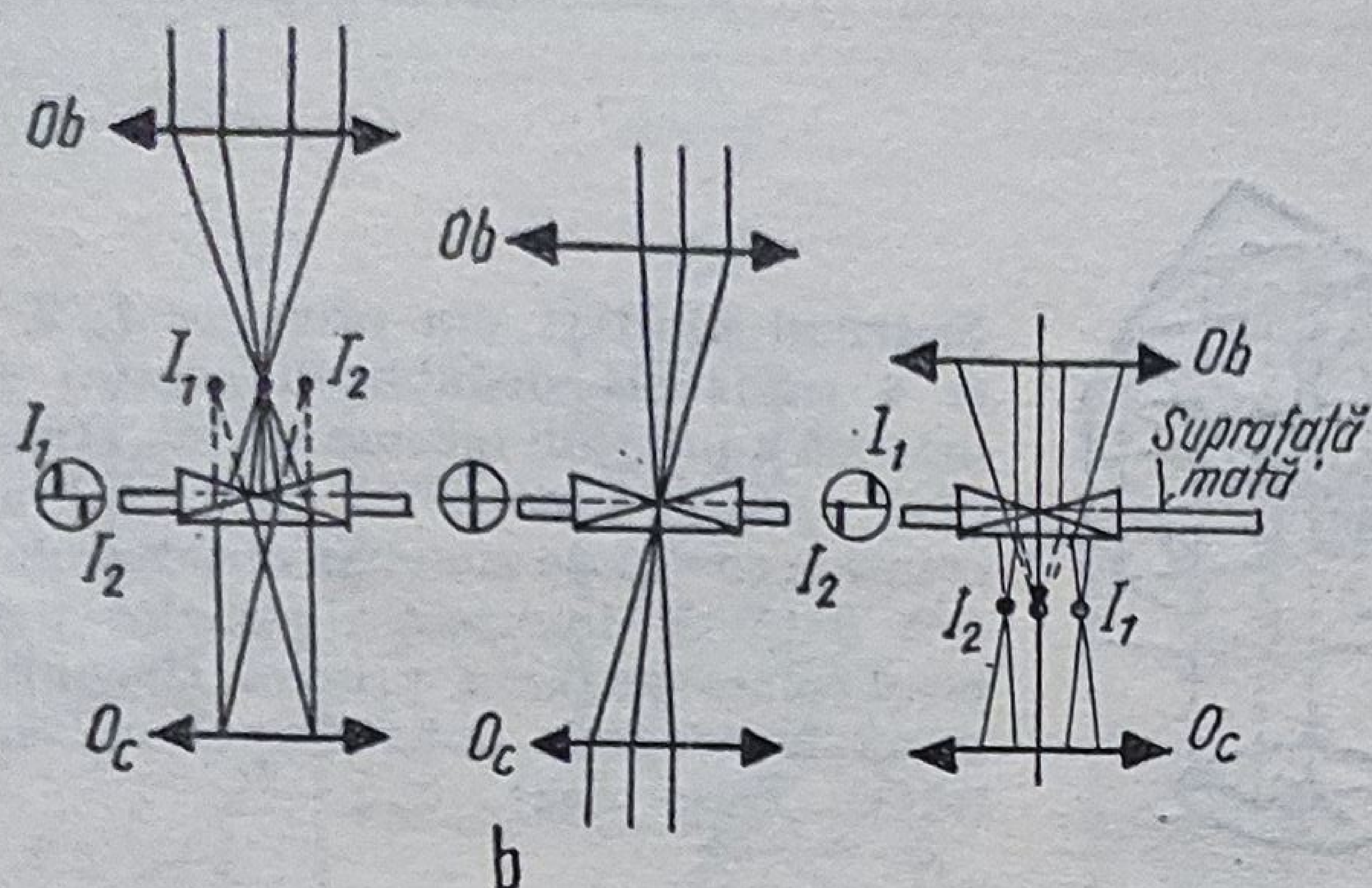
| 1. Sinopterul în cruce | 2. Sinopterul alcătuit din oglinzi plane |
|---|---|
|  |  |
| 3. Pentasinopterul | 4. Sistemul Mandler |
|  |  |

*Tabelul 4.9.* **Sisteme prismatice pentru dedublarea imaginii**

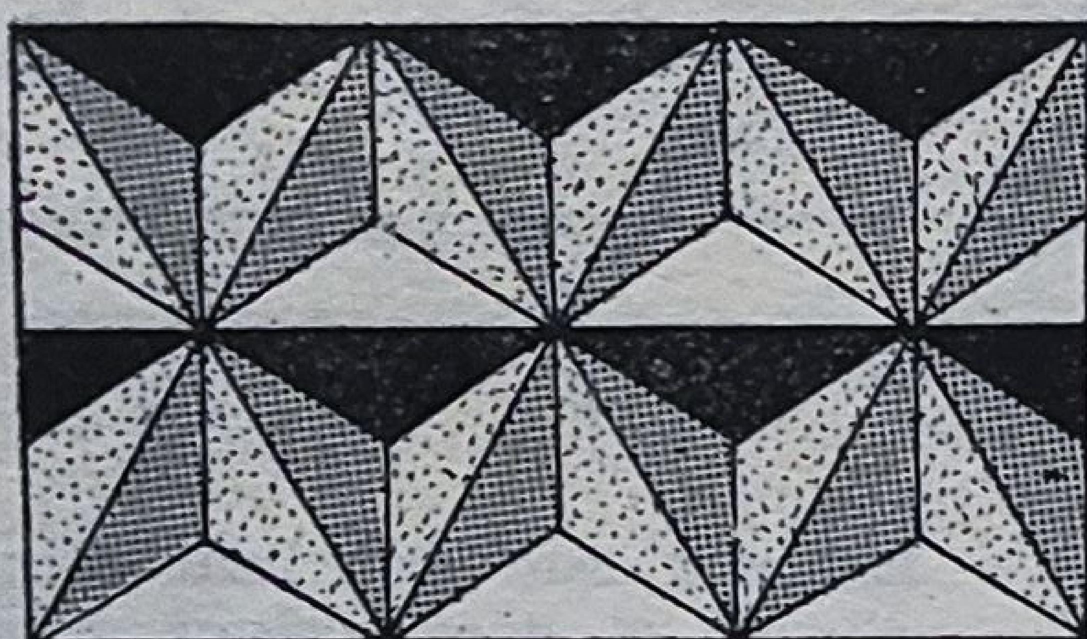


a

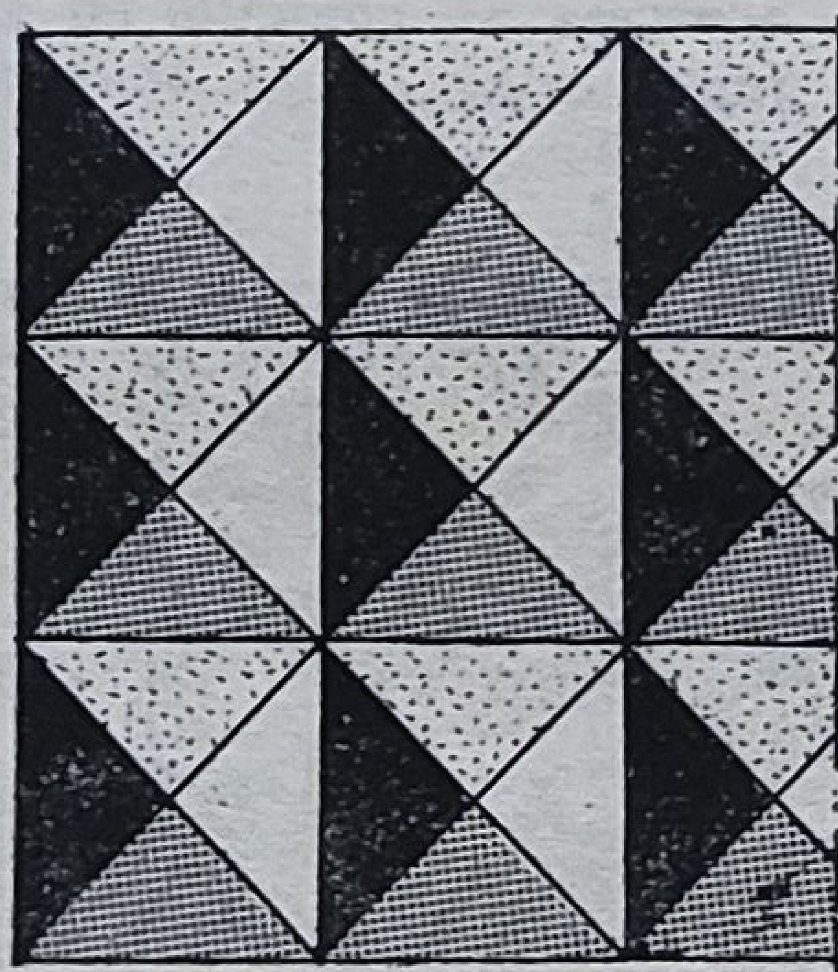
Sistemul folosit la aparatele fotografice „Praktica", alcătuit din două prisme cu muchiile refractante opuse, servește la poziționarea imaginii în aparatul fotografic, fiind materializat în centrul lentilei de cîmp a vizorului (fig. 1. *a*). Un obiect liniar apare con-



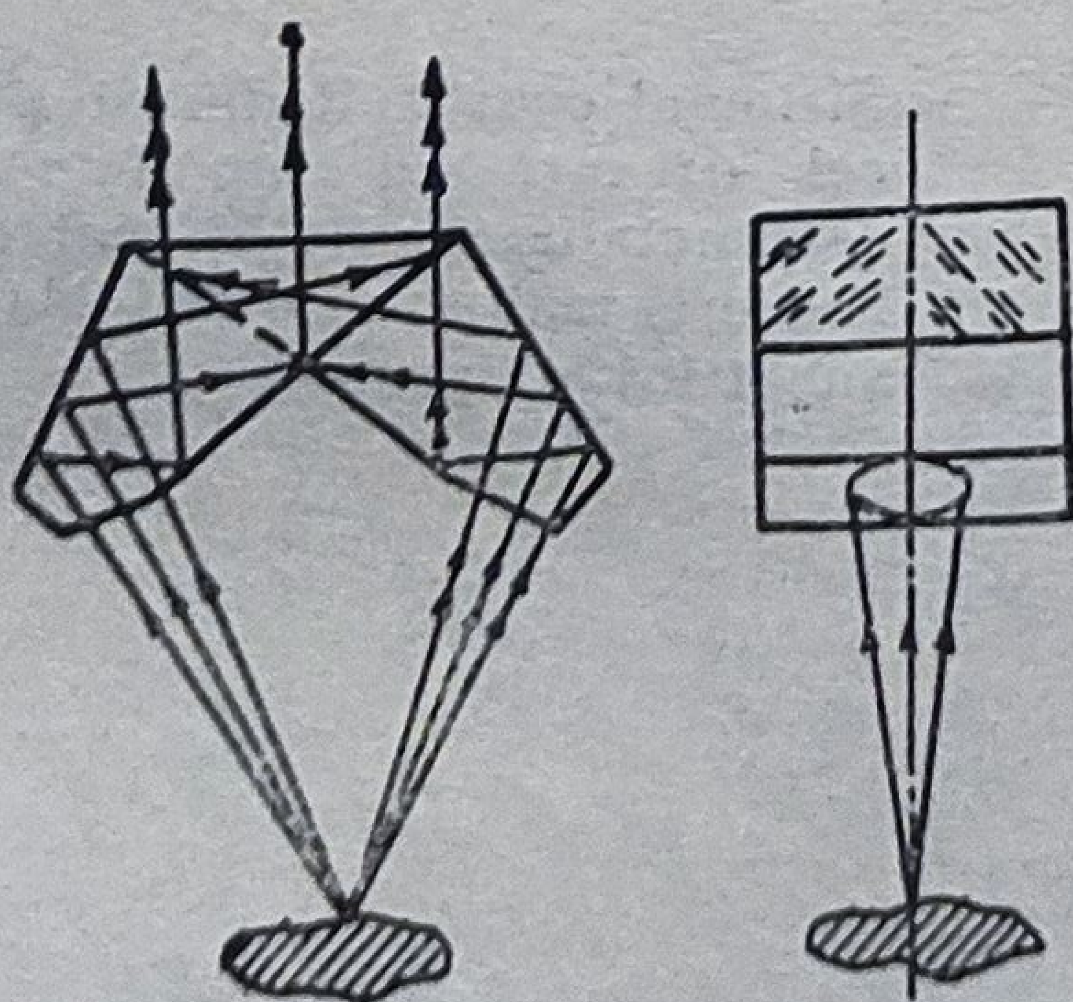

stituit din două părți deplasate una față de cealaltă (fig. 1, *b*), atunci cînd imaginea subiectului nu se formează pe film.



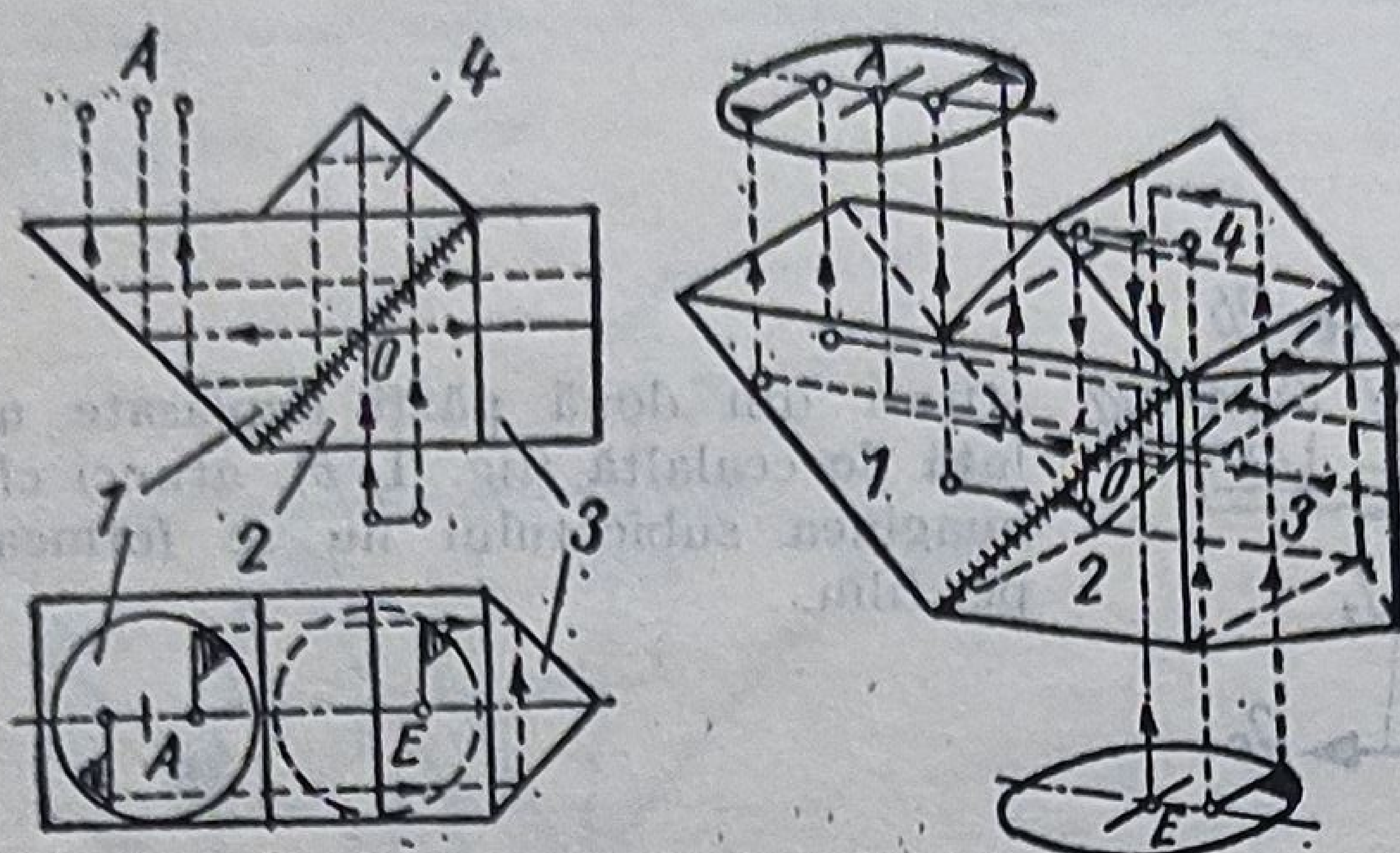

Dacă în locul celor două prisme de pe lentila de cîmp se execută o suprafață (raster), alcătuită dintr-o mulțime de microprisme colț de cub (fig. 2. *a*) sau

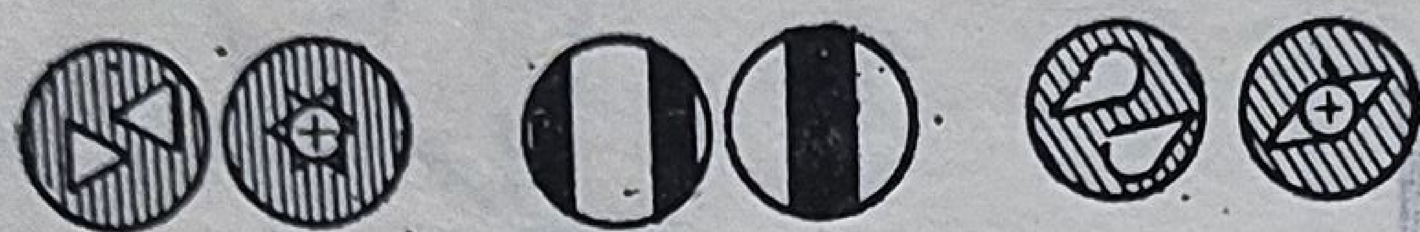



piramidale (fig. 2, *b*), situate cu colțurile spre obiectiv, fiecare față va reflecta fasciculul și deci acesta este divizat geometric în trei și respectiv patru părți care se suprapun cu cele reflectate de prismele vecine și imaginea este total neclară. Cînd imaginea dată de obiectiv se formează în planul vîrfurilor microprismelor imaginea apare total clară (v. aparatul fotografic „Leicaflex SL)

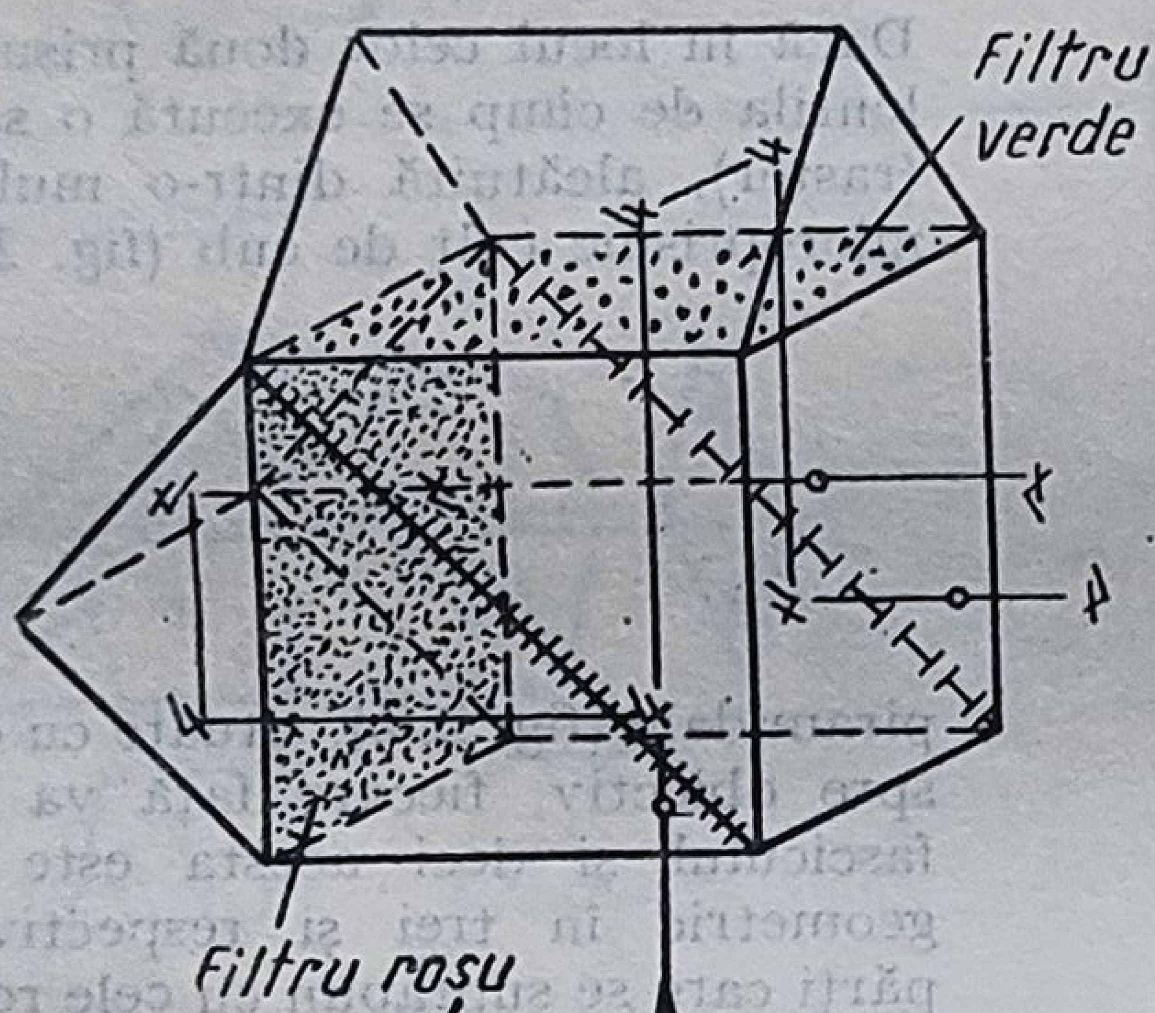


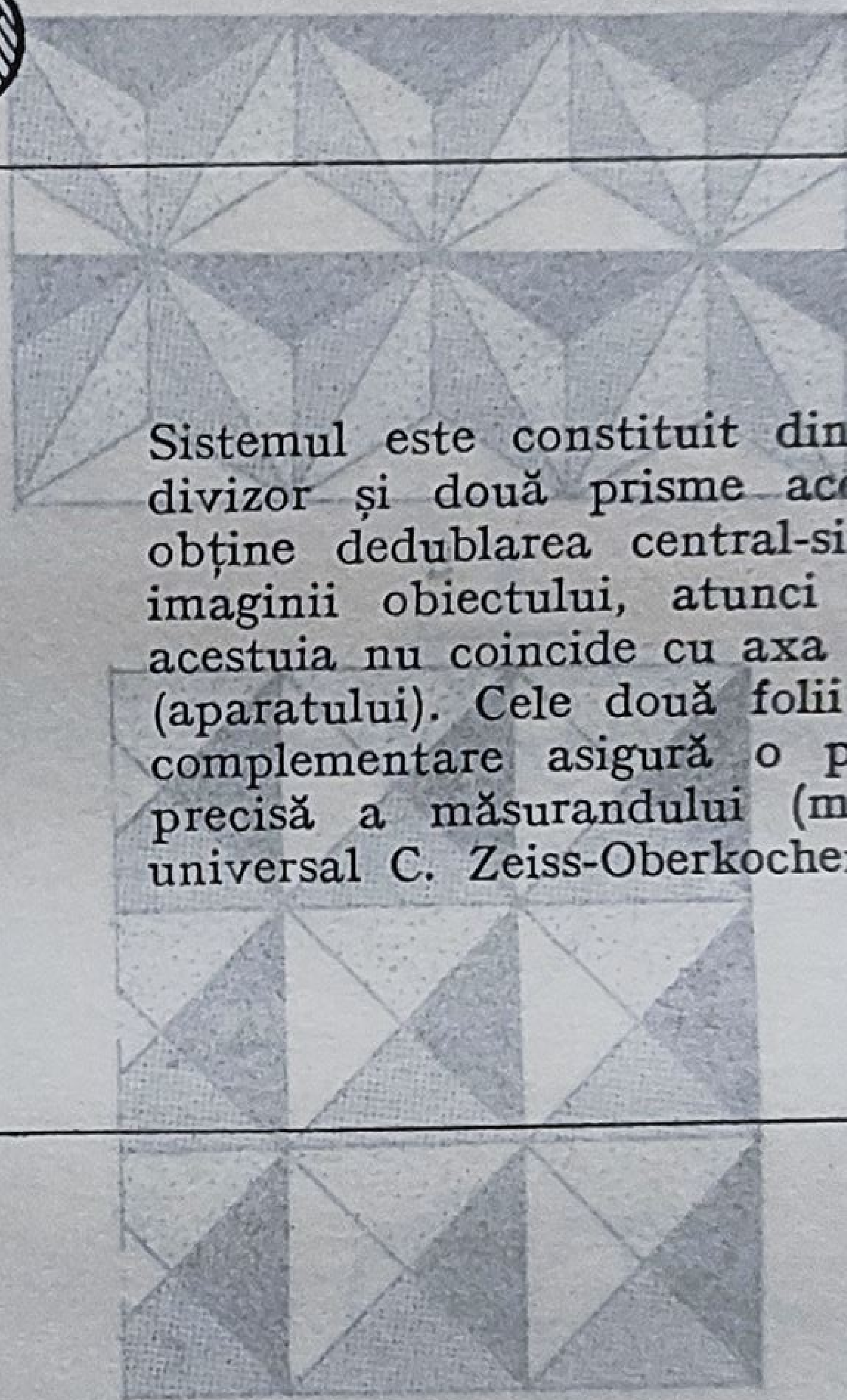
Sistemul servește la dedublarea imaginii în microscopul de poziționare prin palparea optică a măsurandului (firma SIP)



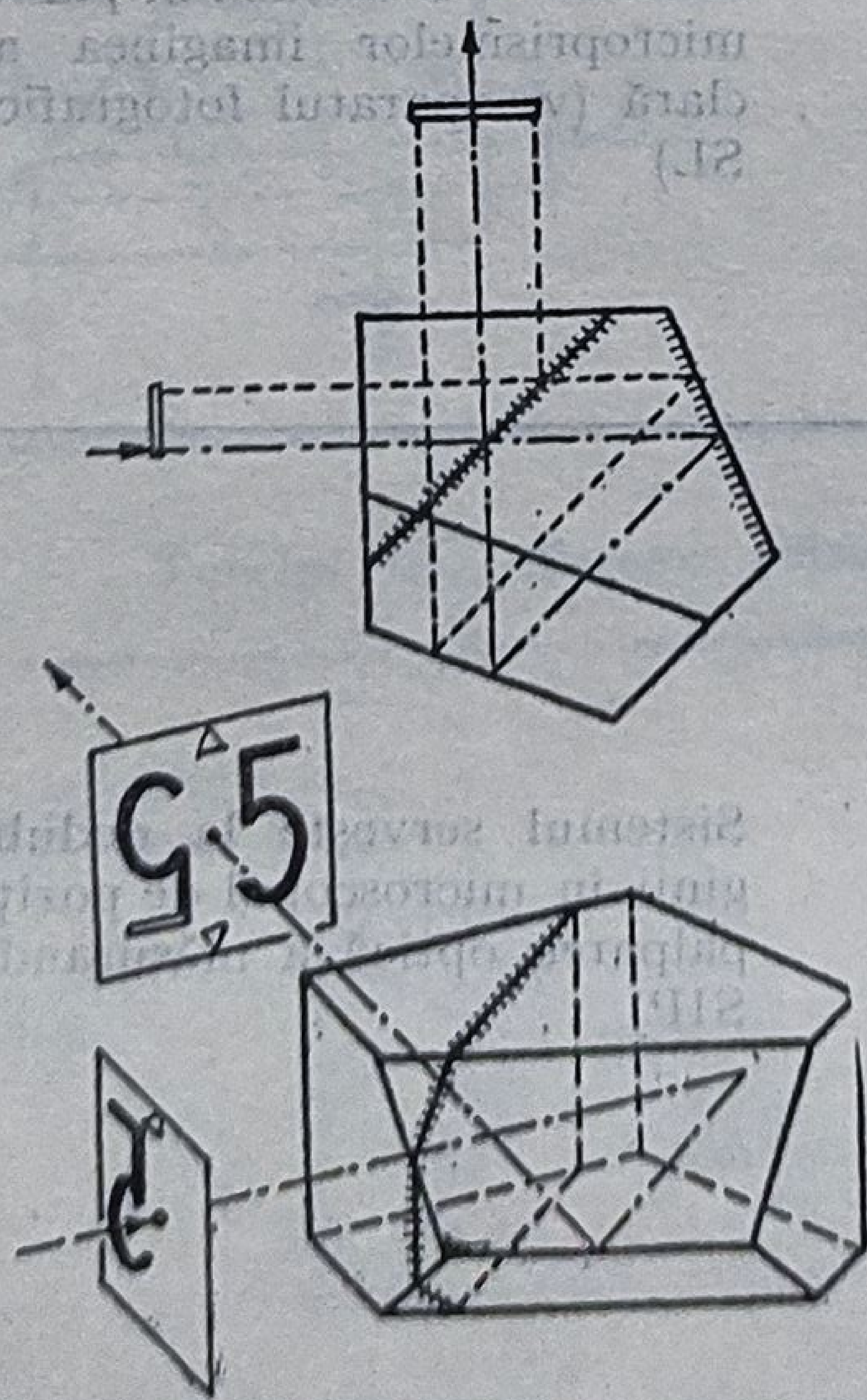



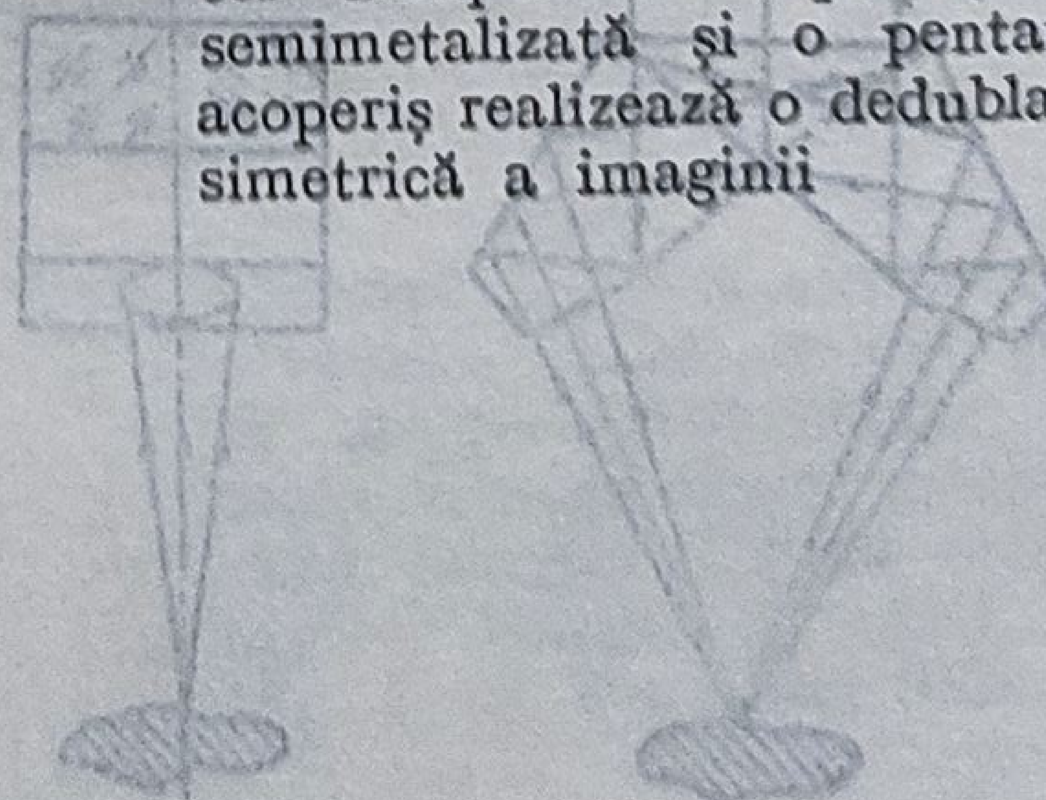
Sistemul alcătuit din prismele *1, 2, 3* și *4* realizează dedublarea central simetrică a imaginii măsurandului, atunci cînd axa de simetrie a obiectului nu coincide cu axa de simetrie a sistemului, axă dată de intersecția planelor perpendiculare pe baza prismei și conțin muchiile acoperiș (microscopul universal C. Zeiss-Jena)



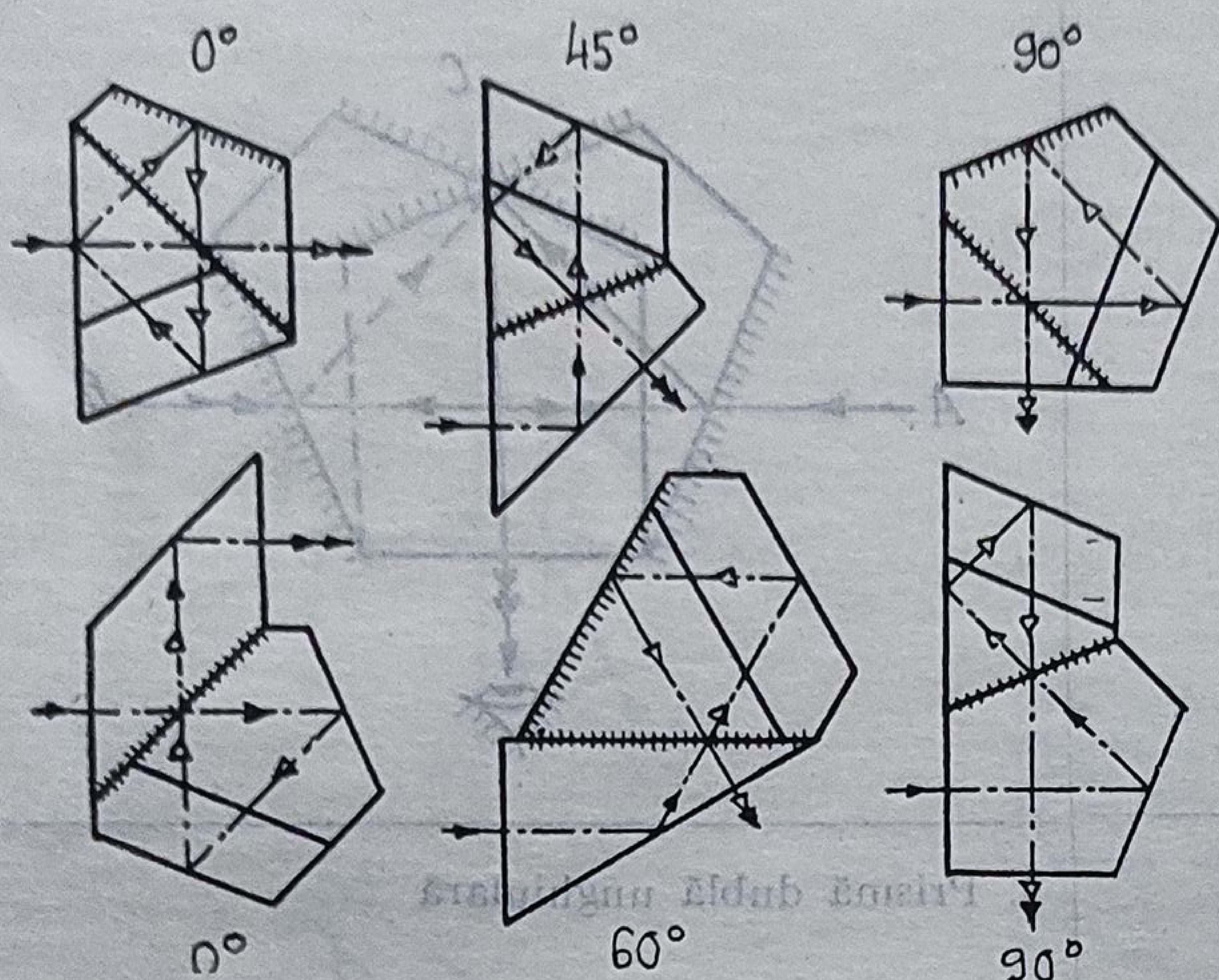



Sistemul este constituit dintr-un cub divizor și două prisme acoperiș. Se obține dedublarea central-simetrică a imaginii obiectului, atunci cînd axa acestuia nu coincide cu axa sistemului (aparatului). Cele două folii în culori complementare asigură o poziționare precisă a măsurandului (microscopul universal C. Zeiss-Oberkochen)

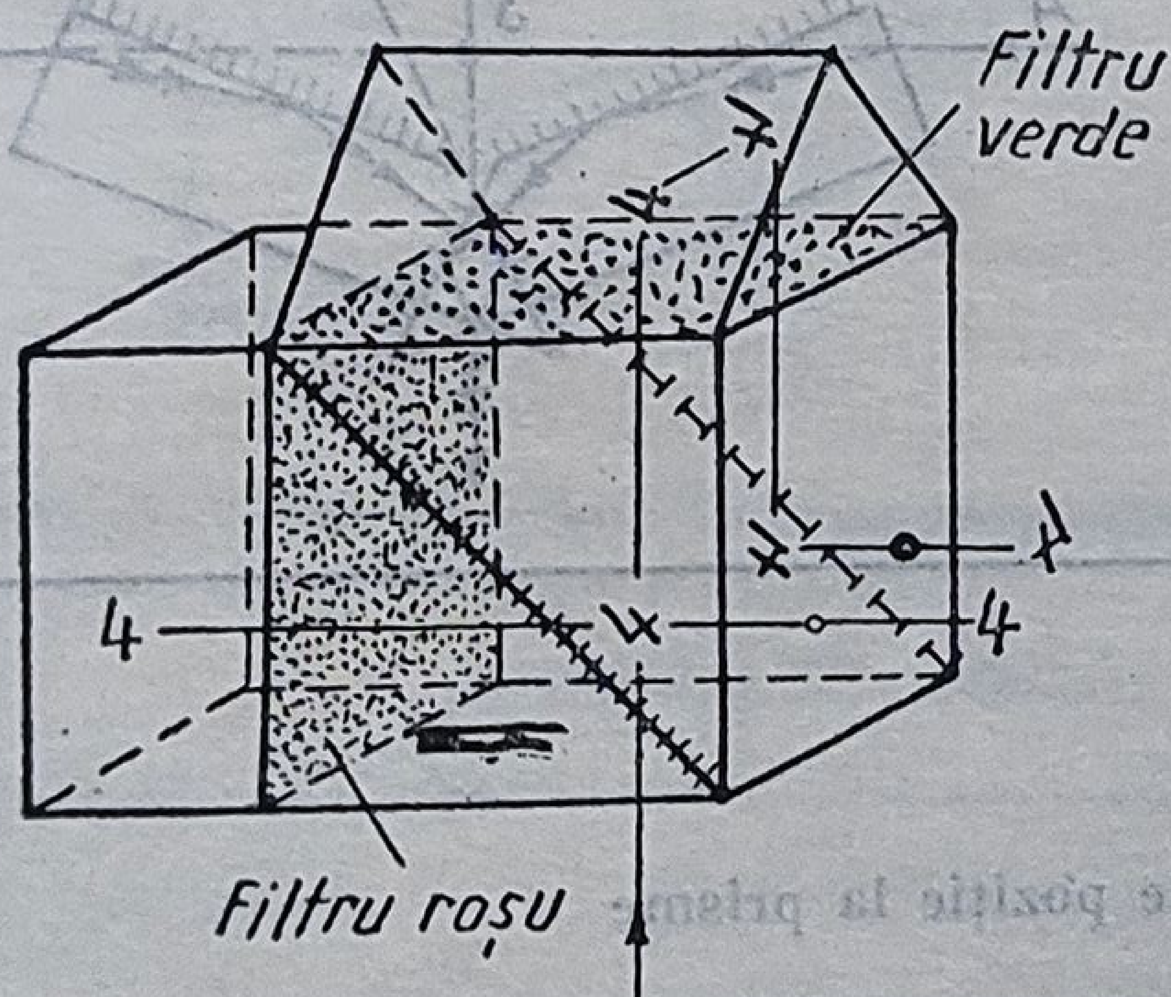




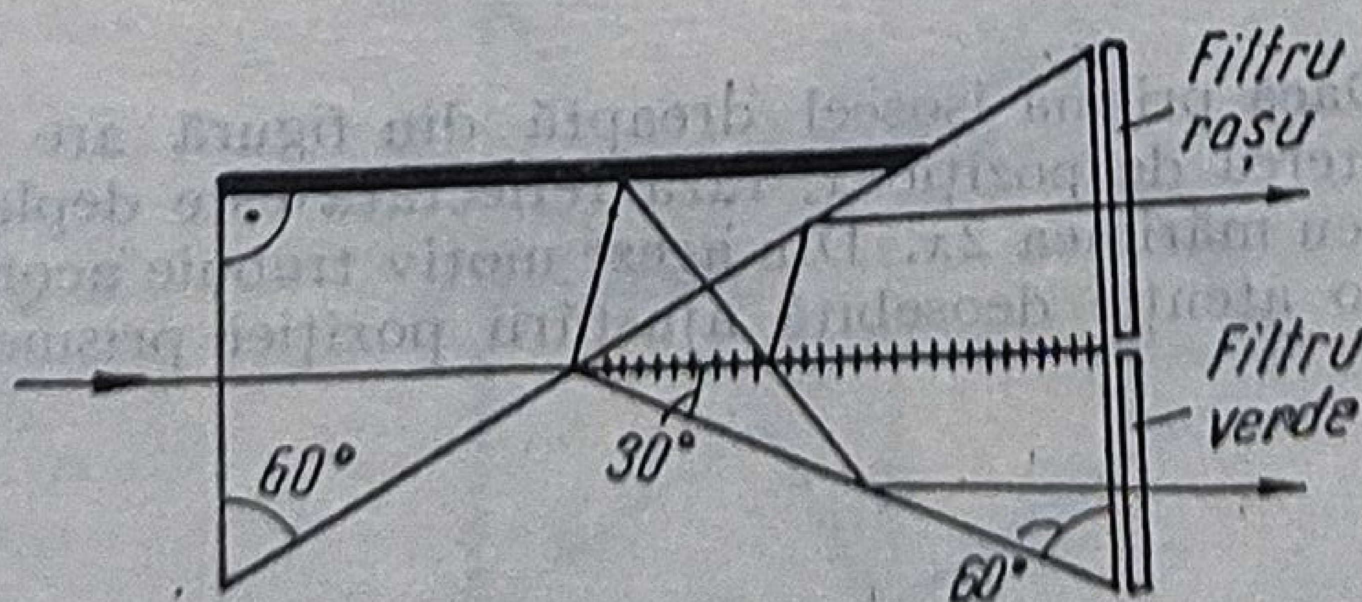
Sistemul constituit dintr-o prismă isoscel dreaptă cu suprafața ipotenuză semimetalizată și o pentaprismă cu acoperiș realizează o dedublare central-simetrică a imaginii




În fig. 7 se dau mai multe sisteme prismatice care realizează dedublarea imaginii și devierea axei optice. Pentru redresare se folosesc prisme cu acoperiș



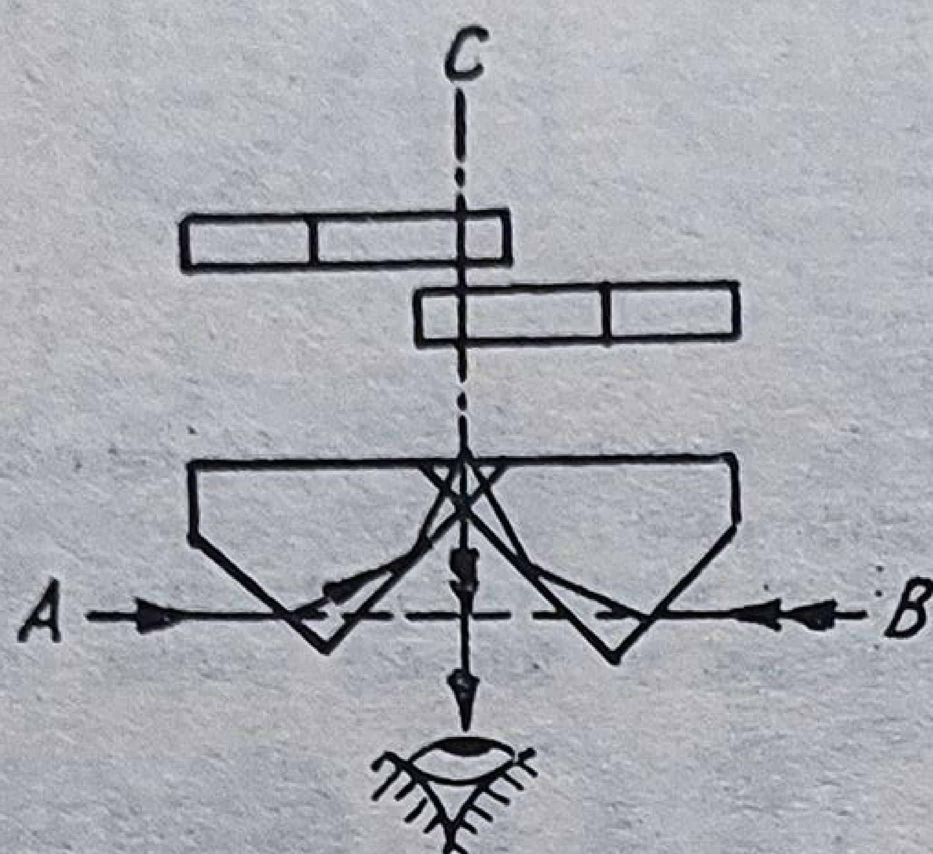

Sistemul prismatic realizează dedublarea axial-simetrică a imaginii în culori complementare. Pentru poziționarea corectă a măsurandului (în microscopul universal C. Zeiss-Oberkochen) se urmărește suprapunerea celor două imagini



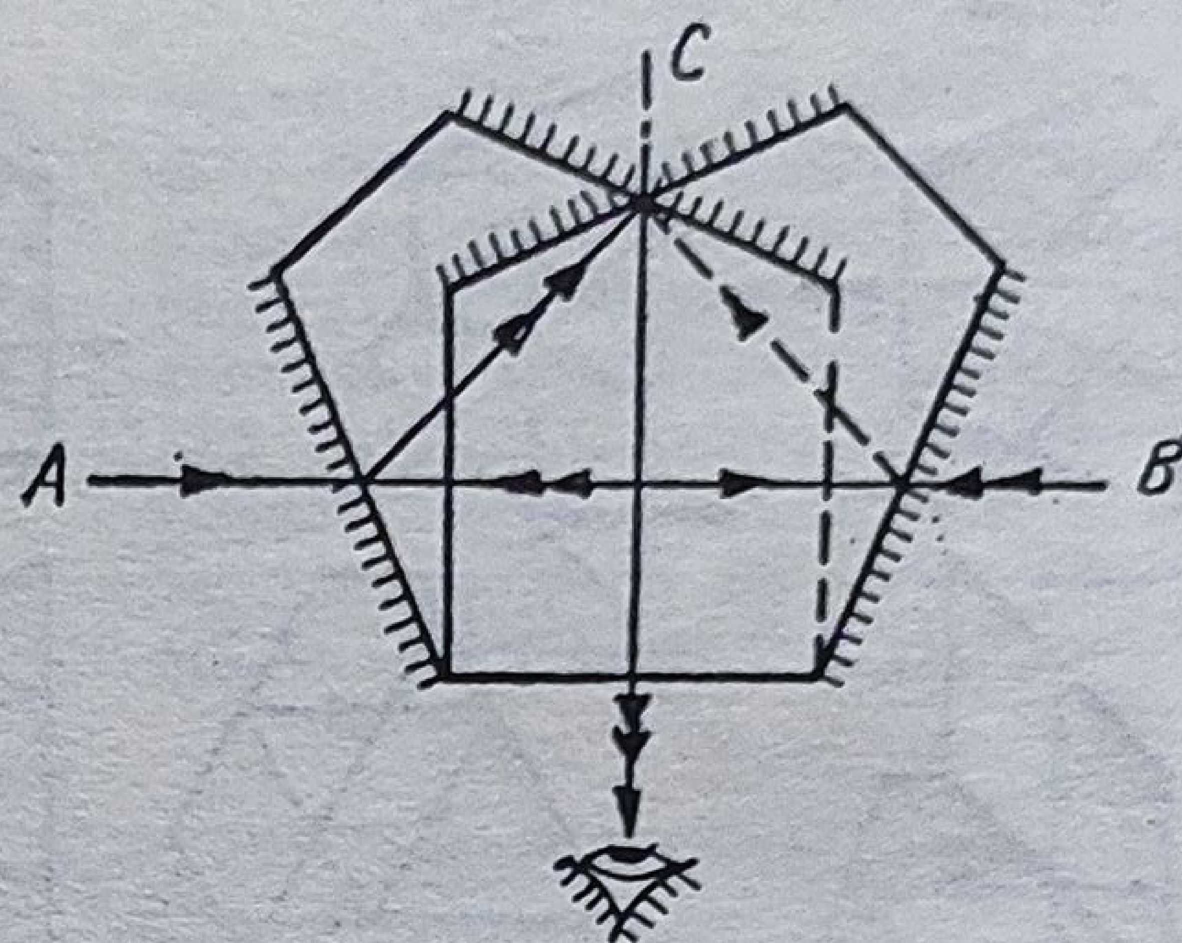

Sistemul din figură realizează două imagini simetrice față de un plan și în culori complementare. Pentru poziționarea precisă a măsurandului este necesar ca cele două imagini să se suprapună. Sistemul permite o poziționare rapidă la proiectorul de profiluri MP 320 (C. Zeiss-Jena)

Tabelul 4.10. **Prisme „în cruce", folosite ca vizoare pentru aparatele geodezice**

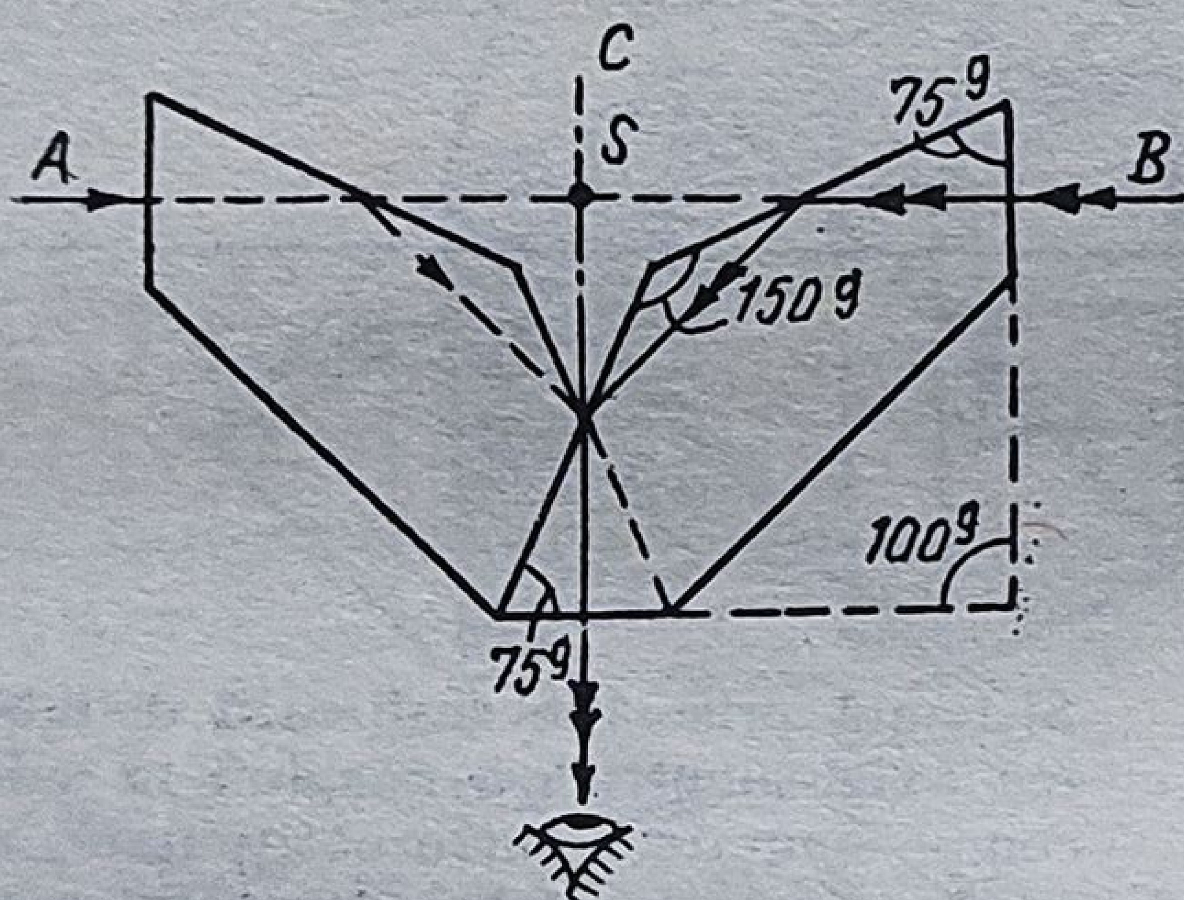
1. Două prisme cu trei laturi active



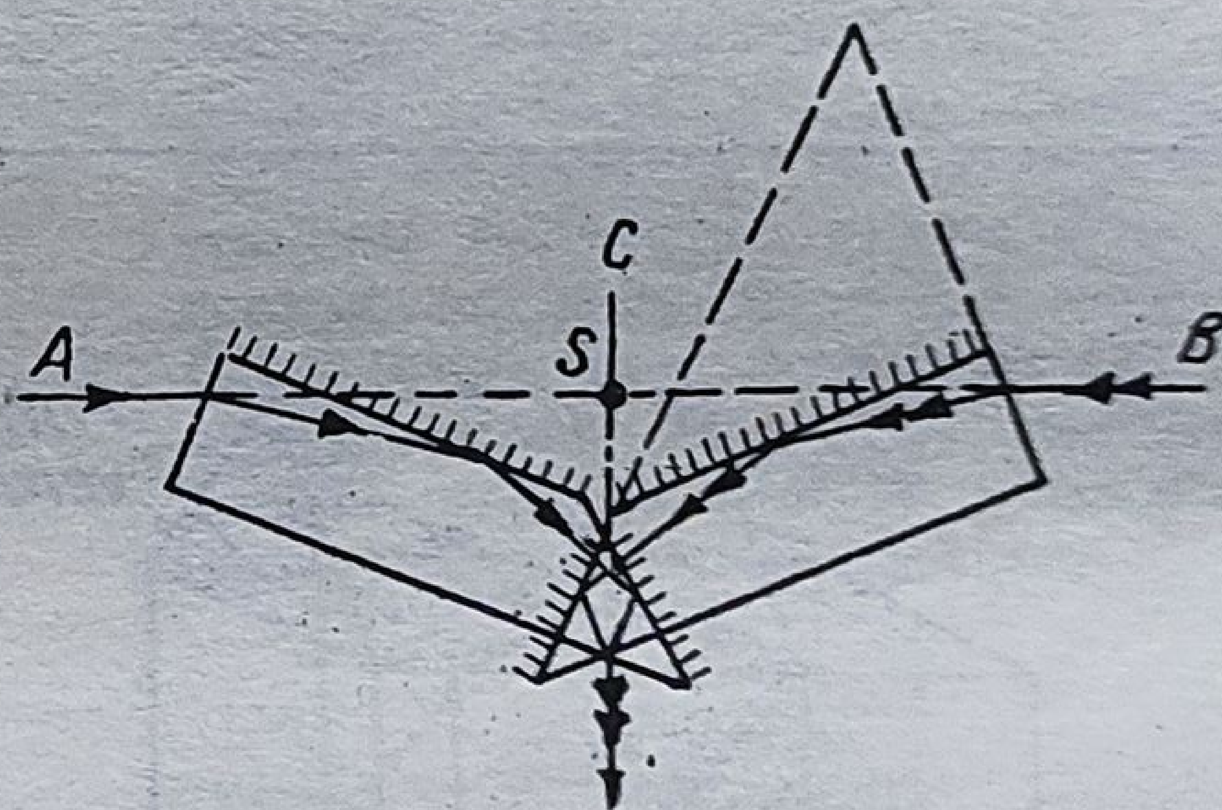

2. Două pentaprisme




3. Două prisme Wollaston

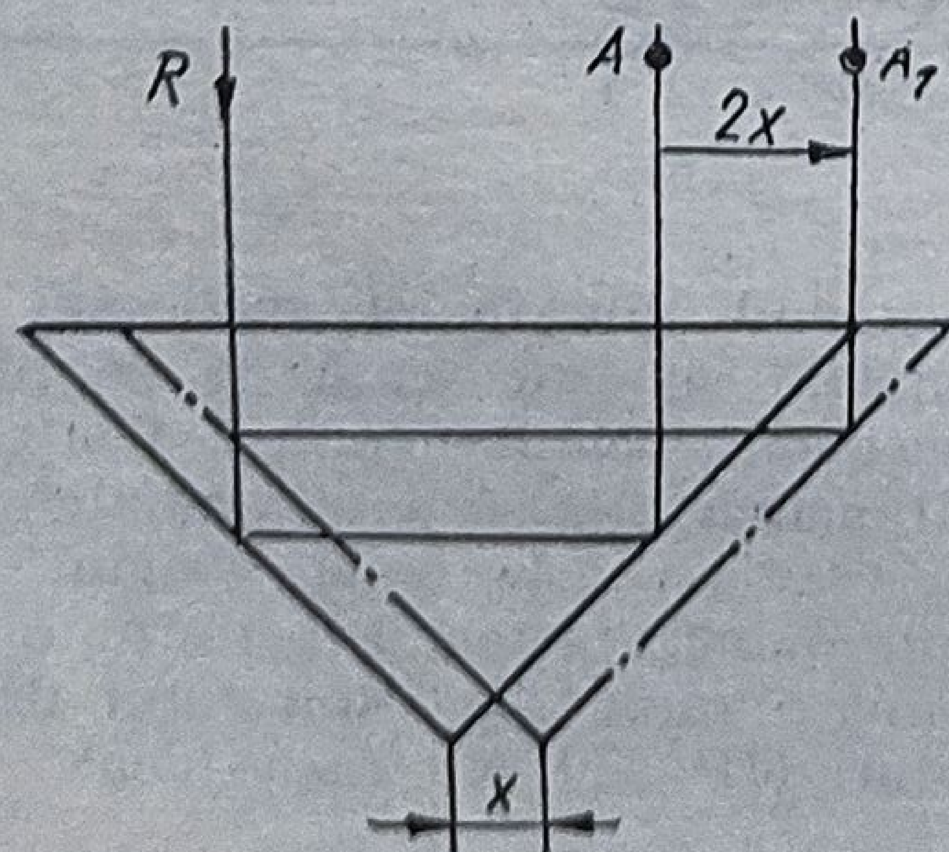



4. Prismă dublă unghiulară



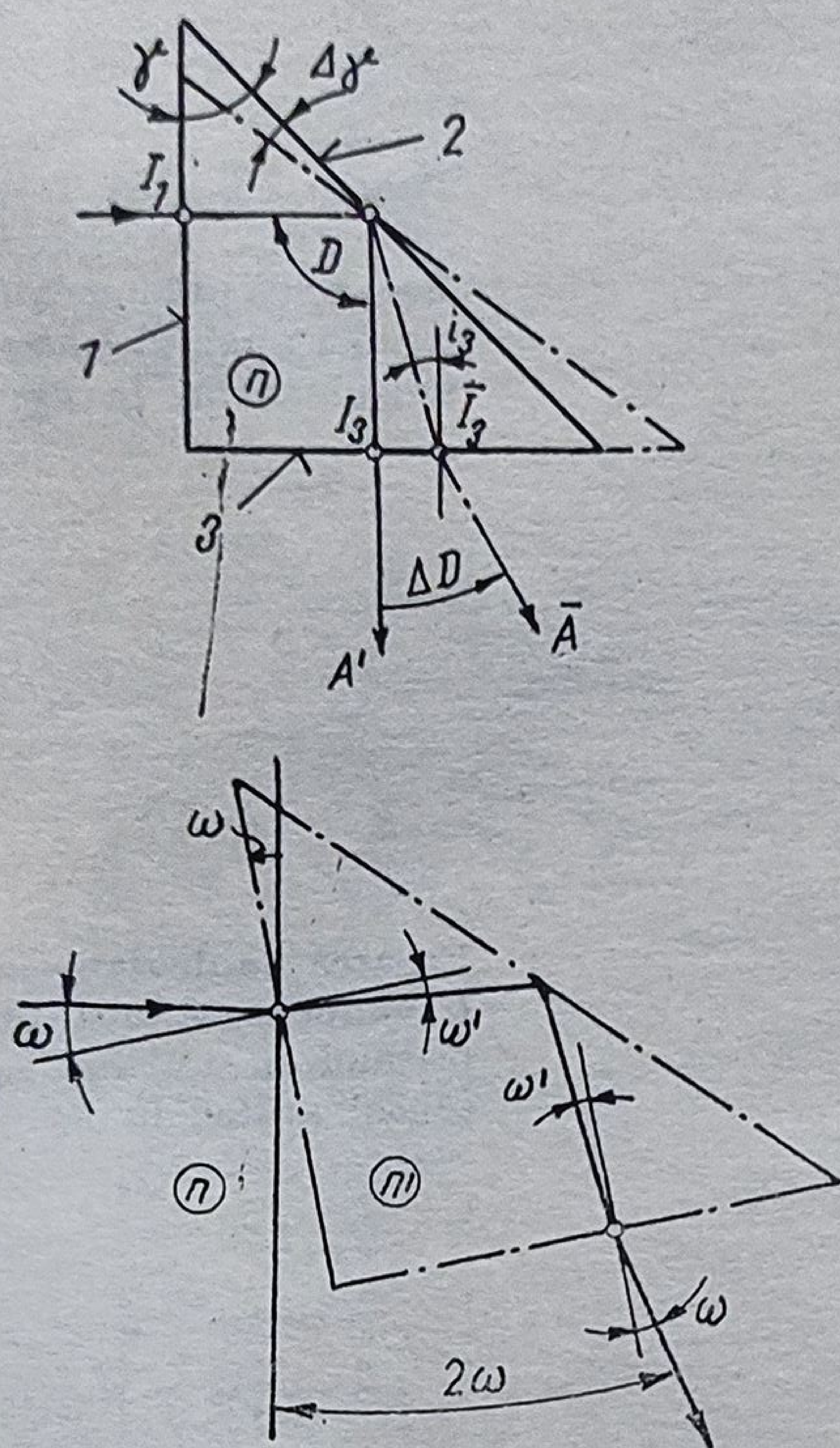

Tabelul 4.11. **Abateri de poziție la prisme**

1.




Dacă prisma isoscel dreaptă din figură are abaterea de poziție $x$, raza reflectată este deplasată cu mărimea $2x$. Din acest motiv trebuie acordată o atenție deosebită ajustării poziției prismei

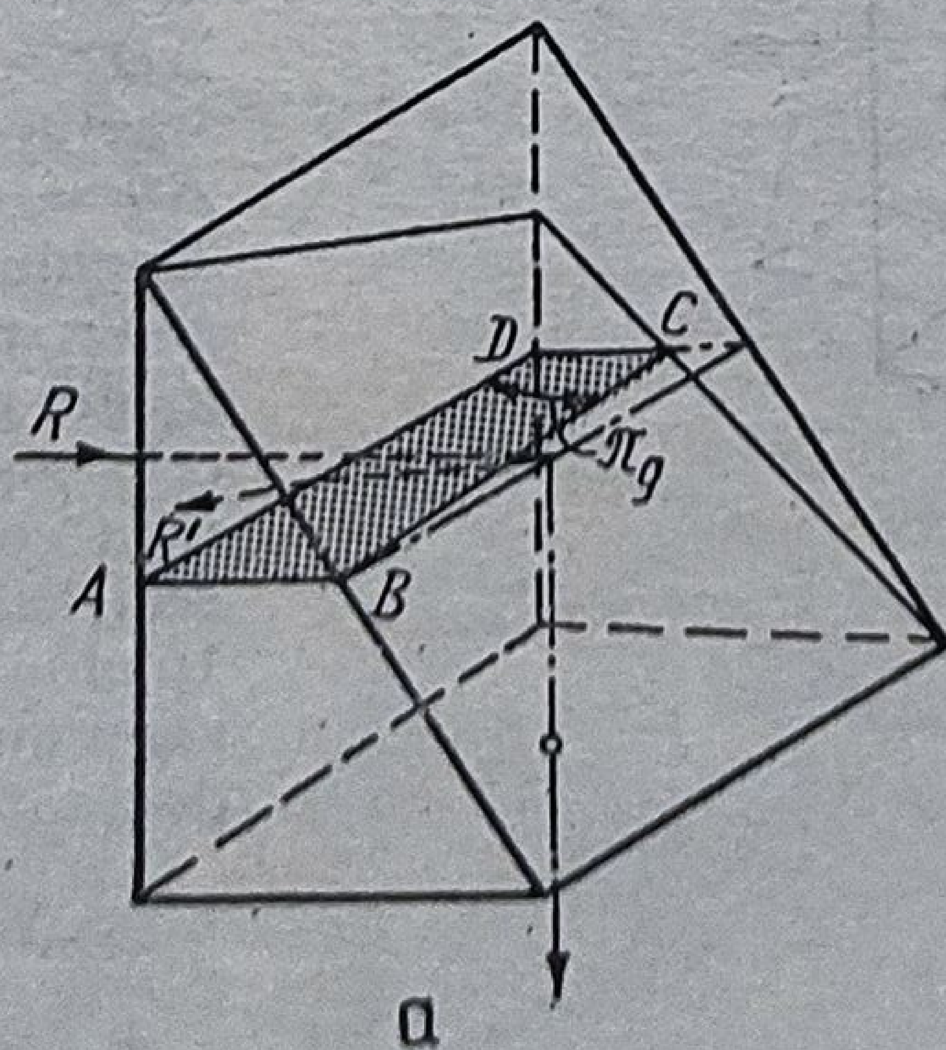
2.




O eroare de poziție unghiulară ω a prismei isoscel drepte din figură cauzează o abatere a deviației $D = 90°$ egală cu 2ω. Prisma este acromatică numai atunci cînd $i'_1 = i'_k$, $k$ fiind numărul suprafețelor active. Cînd $k$ este impar unghiurile au semne contrare

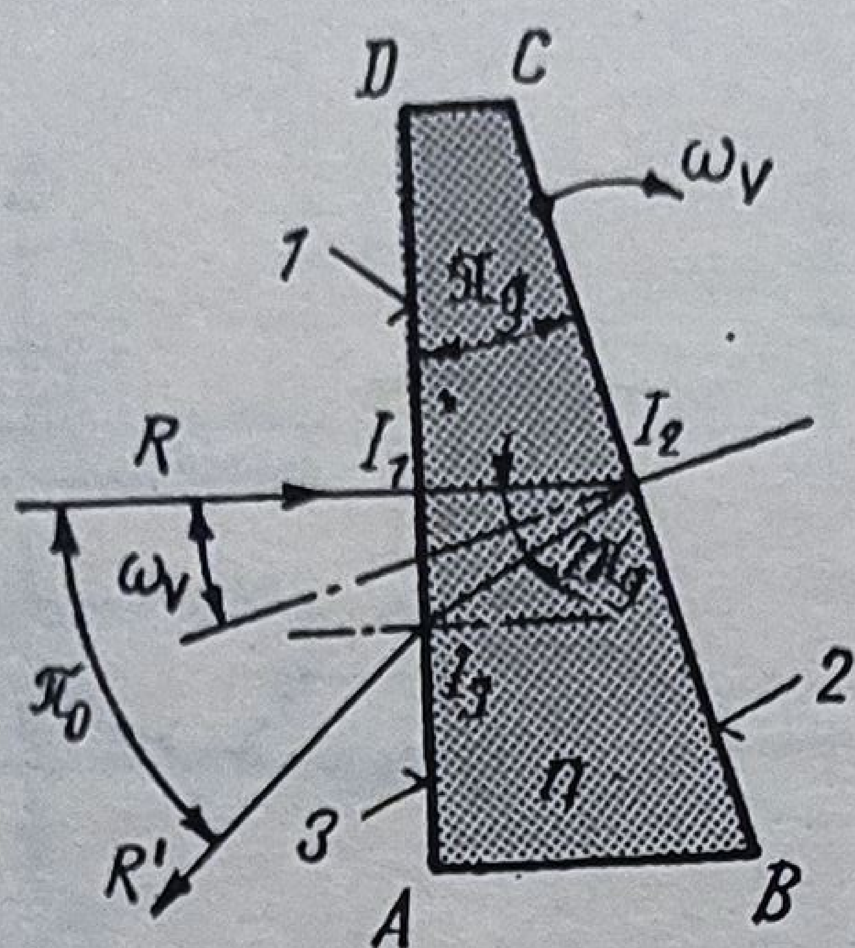
*Tabelul 4.12.* **Abateri unghiulare la prisme**

1. *Abateri piramidale*



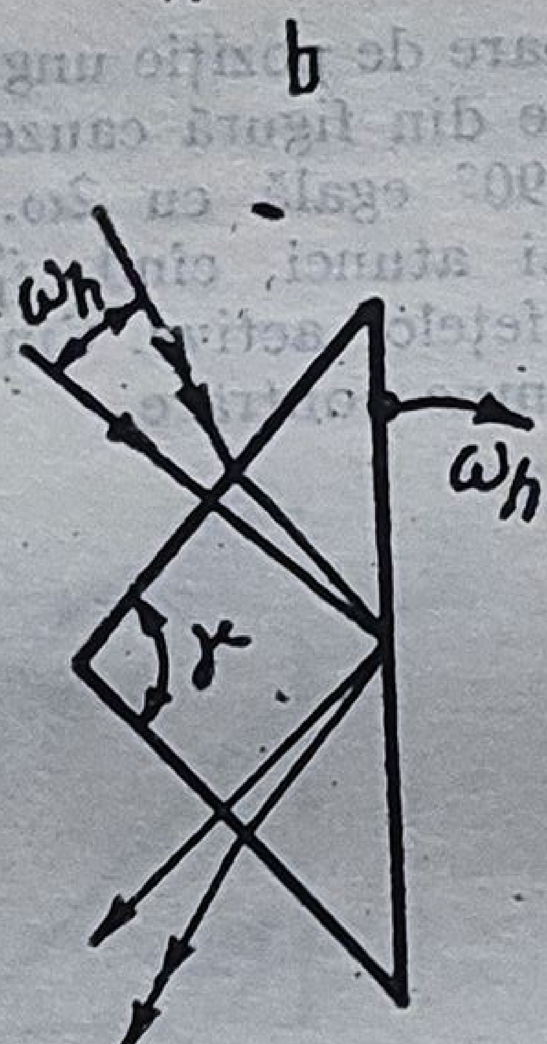

Cînd muchia refractantă nu este paralelă cu suprafața reflectantă secțiunea prismei cu un fascicul plan și paralel cu muchia nu este un dreptunghi, ci un trapez.

Unghiul $\pi_g$ se numește eroare piramidală geometrică. După cum se observă în fig. *b*, eroarea piramidală geometrică cauzează o eroare piramidală optică $\pi_0$ a cărei mărime rezultă din relația $\sin \pi_0 = n \sin 2\pi_g$. Pentru unghiuri $\pi_g$ mici se obține $\pi_0 = 2n\pi_g$. Unghiul $\pi_0$ se măsoară direct cu luneta autocolimatoare sau cu goniometrul.




b

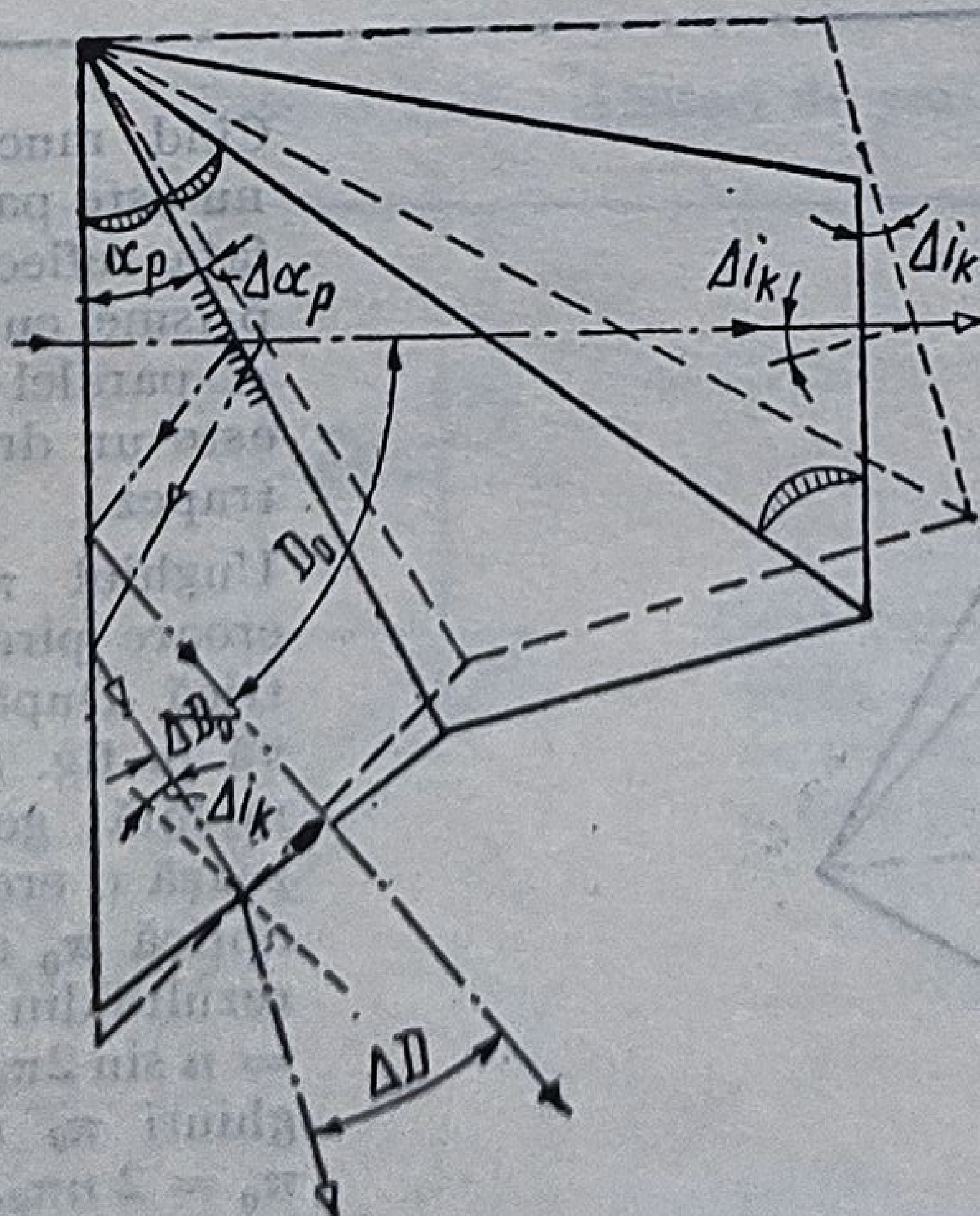
Pentru ca raza $R$ să fie refractată în același plan trebuie ca prisma să fie rotită cu unghiul $\omega_v \approx n\pi_g$ în sensul arătat în fig. 1, *b*.




c

Eroarea de deviație poate fi compensată prin rotirea prismei cu unghiul $\omega_h$ în sensul arătat în fig. 1, *c*

**2. *Abaterea deviației unei prisme reflectoare***



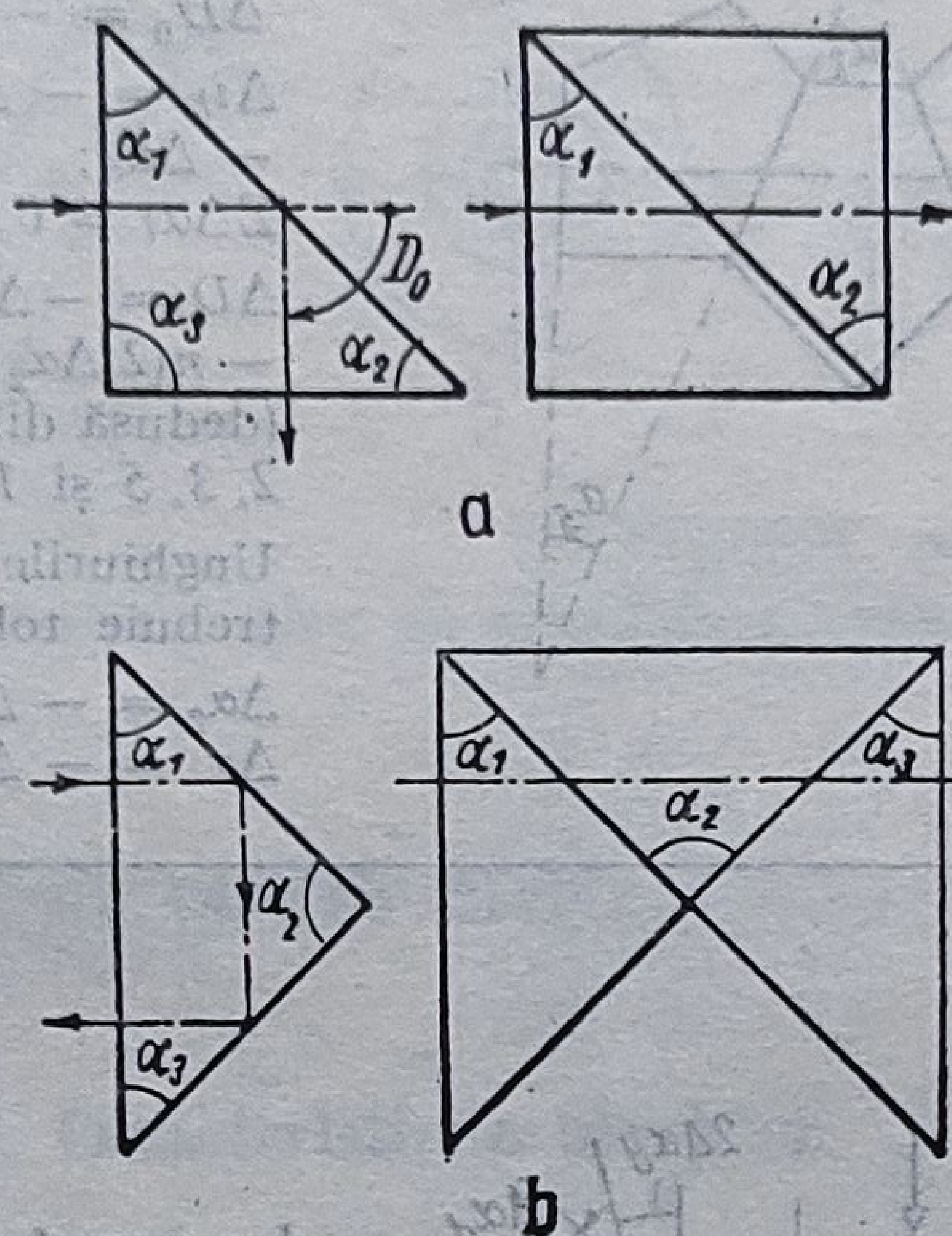

Abaterea unghiulară $\Delta\alpha_p$ a prismei din figură cauzează abaterea $\Delta D$ a deviației $D_0 = f_1(\alpha_p)$ a prismei care constă din acțiunea a $z$ reflexii $\Delta D_0 = f_2(\alpha_p)$ și din refracția razei emergente $\Delta i_k = f_4(\alpha_p)$.

Unghiul $i_k$ reprezintă suma tuturor unghiurilor $\alpha_p$ ale prismei, formate de cele două laturi pe care raza considerată le intersectează.

Unghiurile de deasupra razei au semnul plus; cele dedesubt au semnul minus.

$$\Delta D = \Delta D_0 + \\ + (-1)^{z+1}(n-1)\Delta i_k$$

3. *Abaterea deviației unei prisme isoscel drepte*




$\Delta D_0 = 2\,\Delta\alpha_1$; $\Delta i_k = \Delta\alpha_1 - \Delta\alpha_2$;
$\Delta D = \Delta\alpha_1 + \Delta\alpha_2 + n(\Delta\alpha_1 - \Delta\alpha_2)$;
$\Delta D = -\Delta\alpha_3 + n(\Delta\alpha_1 - \Delta\alpha_2)$

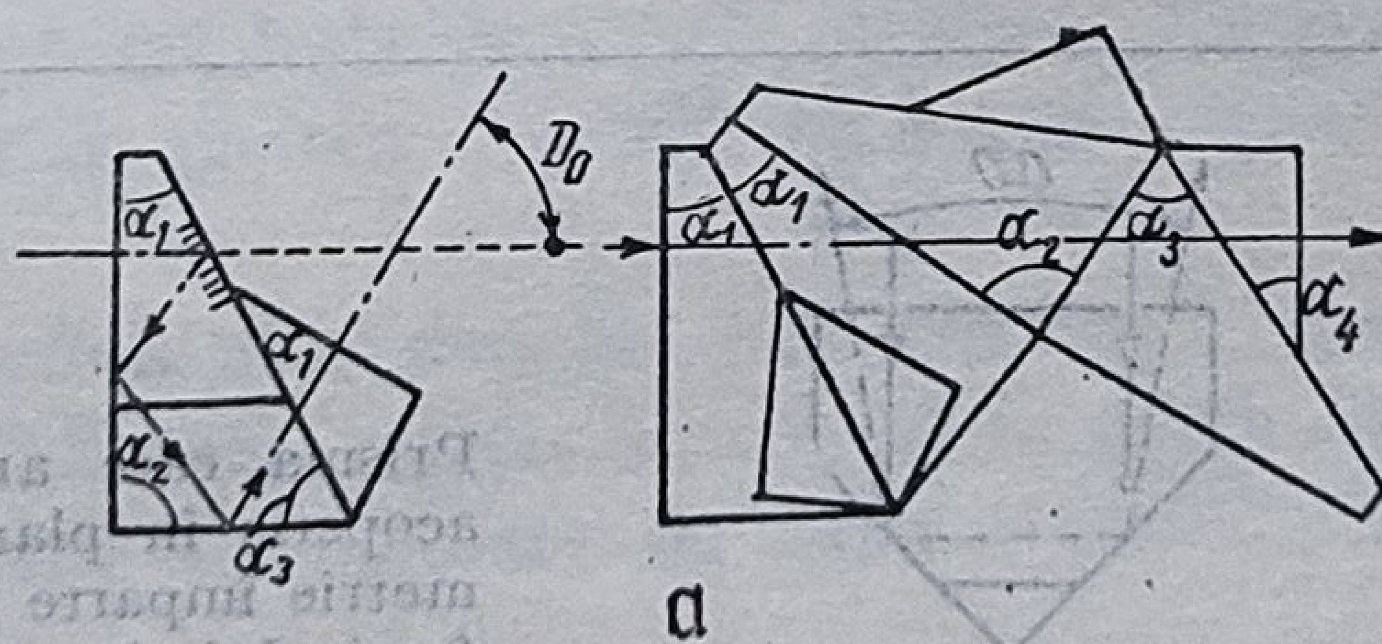
Dacă $\Delta\alpha_1 = \Delta\alpha_2$ abaterea $\Delta D$ poate fi eliminată (prin rotirea prismei în jurul punctului $I_1$ cu unghiul $\Delta D$.

$\Delta D_0 = 2\Delta\alpha_2$;
$\Delta i_k = \Delta\alpha_1 - \Delta\alpha_2 + \Delta\alpha_3$;
$\Delta D = 2n\,\Delta\alpha_2$;
$\Delta\alpha_2 = \Delta D/2n$

4. *Abateri la prisme cu reflexii multiple*

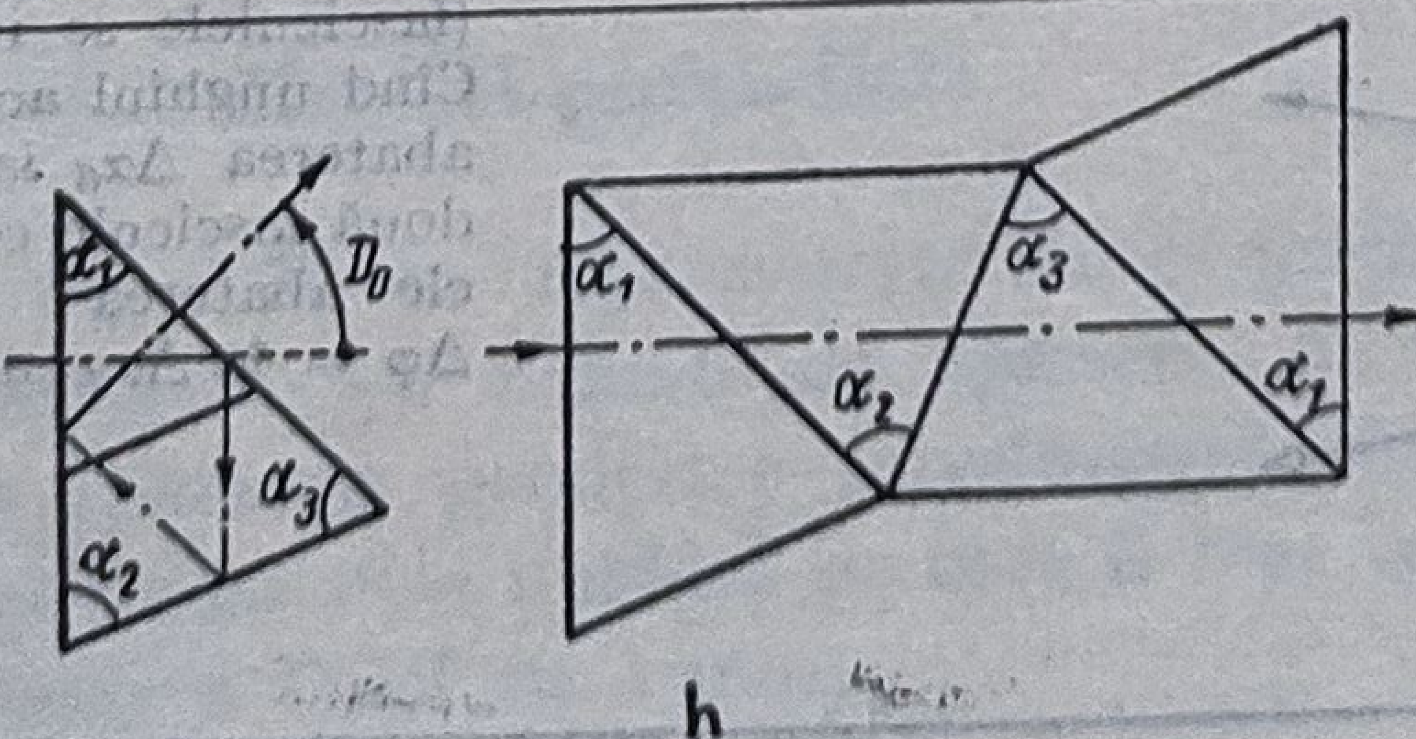
Prisma din fig. 4 are următoarele unghiuri:

| | 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|---|
| $\nu_e$ | 0 | $\pi + 2\alpha_1$ | $-2\alpha_1$ |
| $\sigma$ | $\pi/2 + \alpha_1$ | $\pi/2$ | $\pi/2 - \alpha_2$ |
| $\nu_a$ | $\pi + 2\alpha_1$ | $-2\,\alpha_1$ | $\pi - 2\alpha_2 + 2\alpha_1$ |

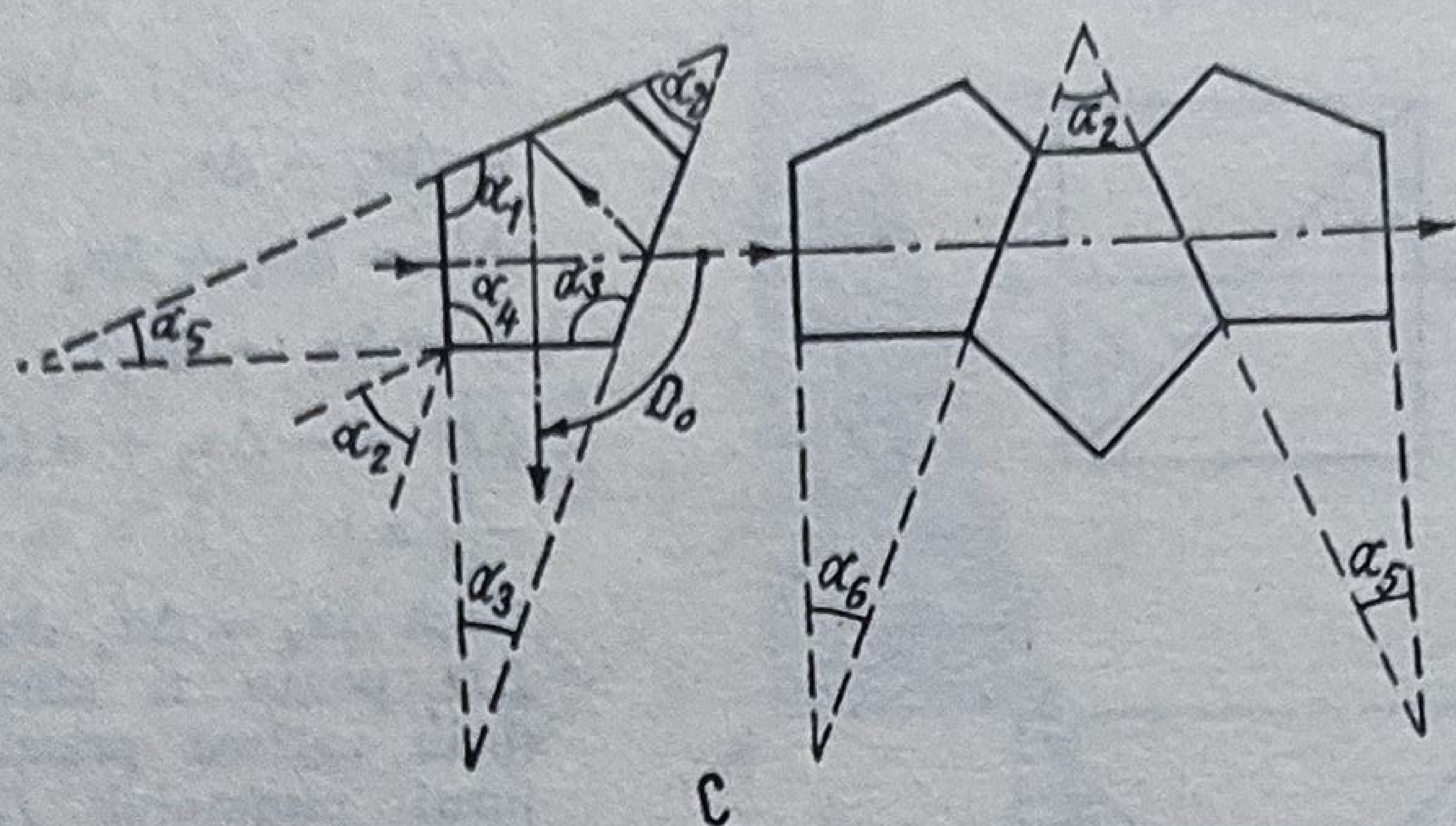



$D_0 = \nu_{a3}$; $\Delta D_0 = -2\Delta\alpha_3 + 2\,\Delta\alpha_1$;
$\Delta i_k = 2\Delta\alpha_1 - \Delta\alpha_2 + \Delta\alpha_3 - \Delta\alpha_4$;
$\Delta D = \Delta\alpha_1 + \Delta\alpha_4 + n(\Delta\alpha_1 - 2\Delta\alpha_2 - \Delta\alpha_4)$

Pentru ca prisma să fie acromatică este necesar ca:
$\Delta\alpha_1 = 2\Delta\alpha_2 + \Delta\alpha_4$;
$\Delta\alpha_2 = \Delta\alpha_4 + \Delta D_{ad}/4$

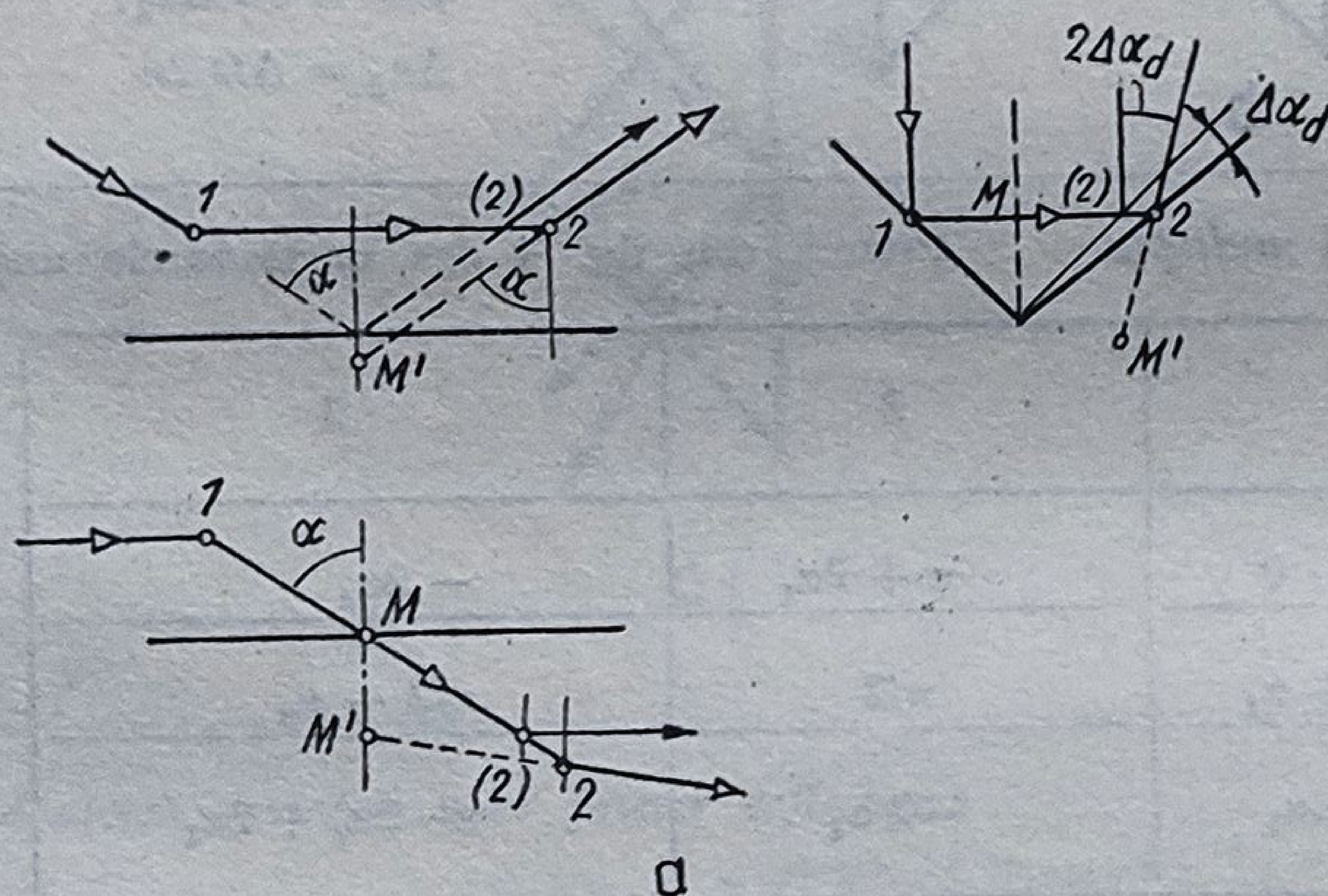



Prisma Schmidt (fig. 4, *b*)
$\Delta D_0 = -2\Delta\alpha_2$;
$\Delta i_k = -\Delta\alpha_2 + \Delta\alpha_3$;
$\Delta D = \Delta\alpha_1 + n(\Delta\alpha_3 - \Delta\alpha_2)$;
$\Delta\alpha_2 = \Delta\alpha_3$; $\Delta\alpha_1 = \Delta D_{ad}$

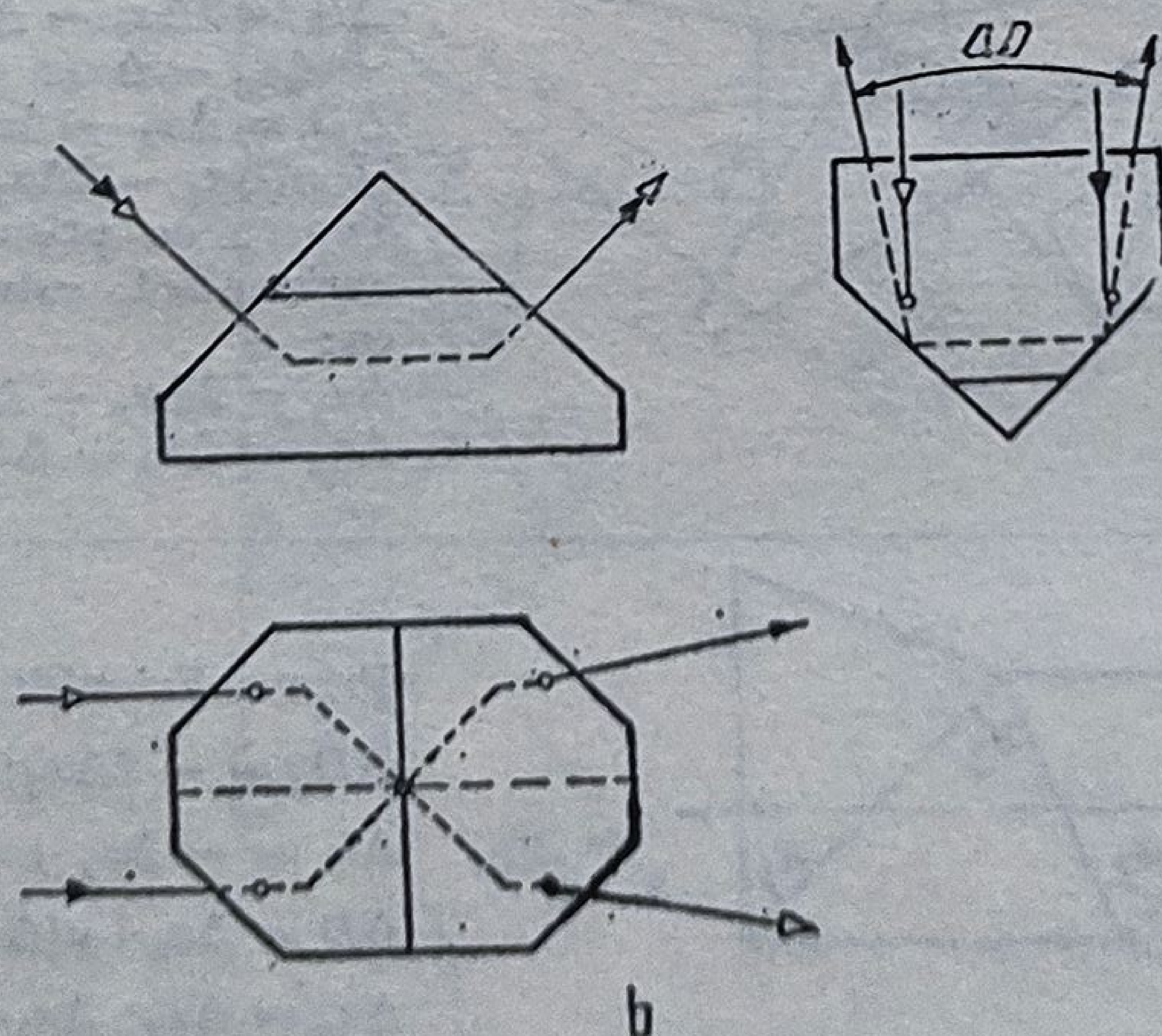



*Pentaprisma*
$\Delta D_0 = -2\,\Delta\alpha_2$;
$\Delta i_k = -\Delta\alpha_6 + \Delta\alpha_2 - \Delta\alpha_5$;
$\Sigma\Delta\alpha_i = 0$;
$\Delta D = -\Delta\alpha_4 - n(2\,\Delta\alpha_2 - \Delta\alpha_4)$;
(dedusă din $i = 1, 2, 3, 4$; $2, 3, 5$ și $1, 2, 6$).
Unghiurile $\Delta\alpha_1$ și $\Delta\alpha_3$ nu trebuie tolerate.
$\Delta\alpha_2 = -\Delta D_{ad}/2$;
$\Delta\alpha = -\Delta D_{ad}$

5. *Abateri la prisme cu acoperiș*




La suprafețe acoperiș neortogonale, cu abaterea $\Delta\alpha_d$, raza incidentă nu este paralelă cu planul de simetrie.
Abaterea $\Delta D_1$ a razei se determină în planul definit de direcția $M'2$ și normala la planul de simetrie prin $M'$ și este:
$\Delta D_1 = 2\Delta\alpha_d \cos\alpha$




Prisma care are muchia acoperiș în planul de simetrie împarte și reflectă fasciculul în două părți cu direcții perpendiculare (fasciculele se inversează) Cînd unghiul acoperiș are abaterea $\Delta\alpha_d$ iau naștere două fascicule ce fac între ele abaterea
$\Delta\varphi = 4n\,\Delta\alpha_d \cos\alpha$

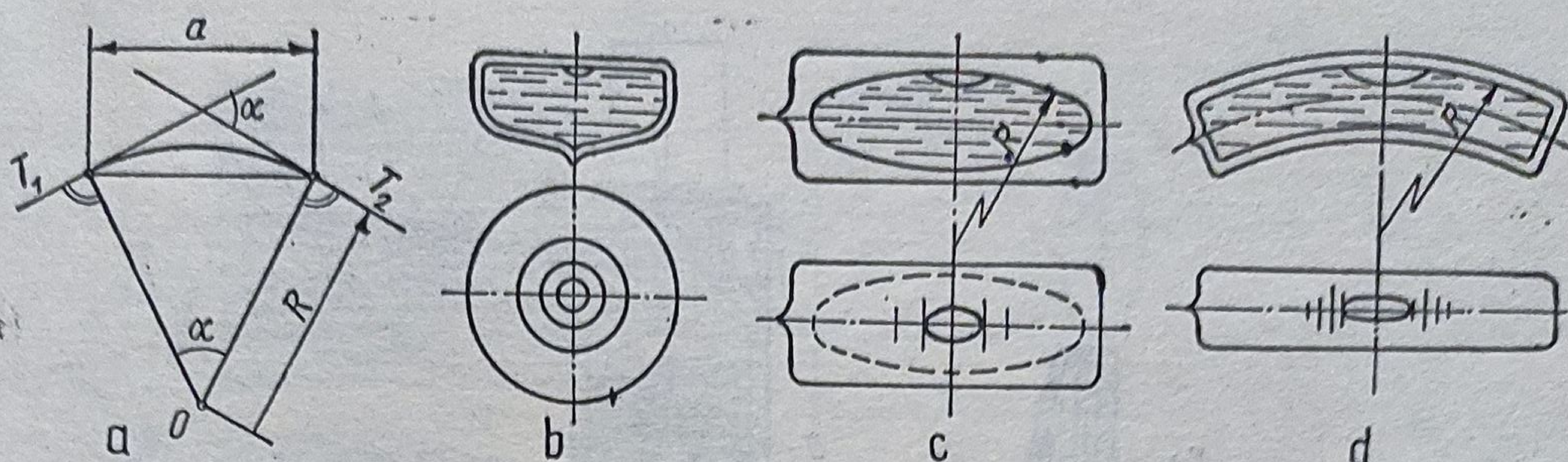



Fig. 4.76. Nivele:
*a* — schema de principiu a nivelei; *b* — forme constructive.

## 4.16. Fiole pentru nivele

### 4.16.1. Caracteristicile nivelelor

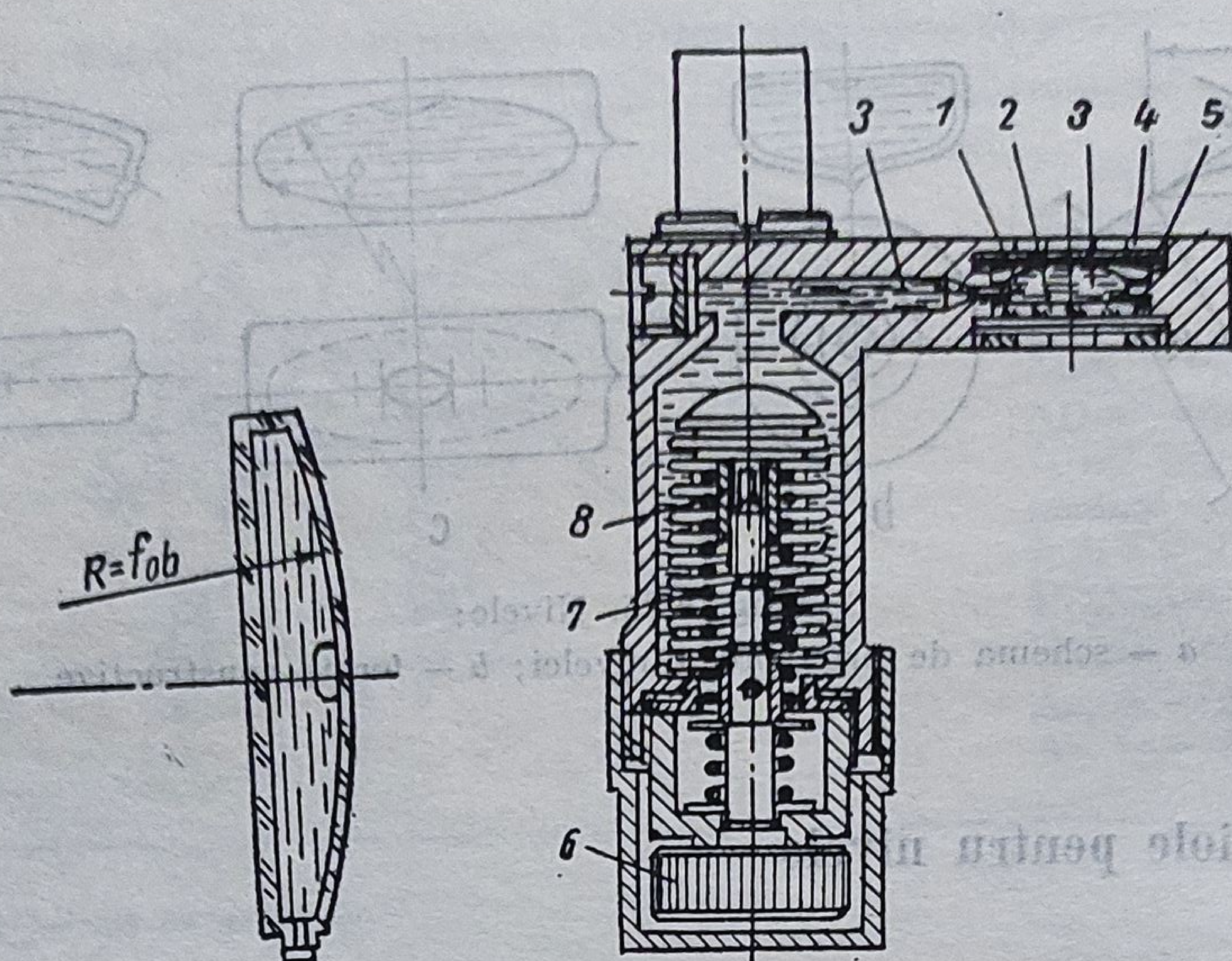
Fiolele pentru nivelele utilizate la verificarea orizontalității, rectilinității și planeității pot fi sferice, cilindrice drepte și curbate și torice (fig. 4.76). Cu cît raza de curbură $R$ este mai mare, cu atît nivela este mai precisă. Valoarea diviziunii $V_d$ reprezintă diferența de nivel, în mm, între două puncte situate la distanța de 1 m, atunci cînd bula de aer se deplasează cu o diviziune: $V_d = \pi R\alpha/180$ mm/m; $\alpha'' = 206{,}2\ V_d \cdot n$, în care $n$ reprezintă numărul de diviziuni. $R = 50...206$ m. Deplasarea liniară a centrului bulei $a = 2$ mm. Se mai poate scrie: $\alpha'' = a\rho''/R$, în care $\rho'' = 206265$ și $a = 2$ mm. Pentru $R = 206265$ mm rezultă $\alpha = 2''$. Pentru aparate geodezice valoarea diviziunii este $\alpha = 10''$, $15''$, $20''$, $30''$, $60''$ și $120''$. La creșterea temperaturii se micșorează bula de aer (la creșterea temperaturii cu 1 K se scurtează bula cu 0,4 mm pentru $\alpha = 30''$, cu 0,6 mm pentru $\alpha = 15''$ și cu 1 mm pentru $\alpha = 5''$).

Nivelele se etalonează cu instalații interferențiale, sau cu instalații care materializează relația $\sin\alpha = H/L$ (rigla de sinus), în care $H$ se măsoară cu diferite traductoare de mare sensibilitate.

### 4.16.2. Monturi pentru fiole

În fig. 4.77 sînt reprezentate cîteva monturi pentru nivele. Acestea trebuie prevăzute cu elemete de ajustare, de blocare și de asigurare.

La aparatele geodezice (nivelmetrul, teodolitul), sensibilitatea nivelei se indică în pars (= unghiul pe care îl face tangenta la fiolă cu orizontala la o deplasare a bulei cu 2 mm).



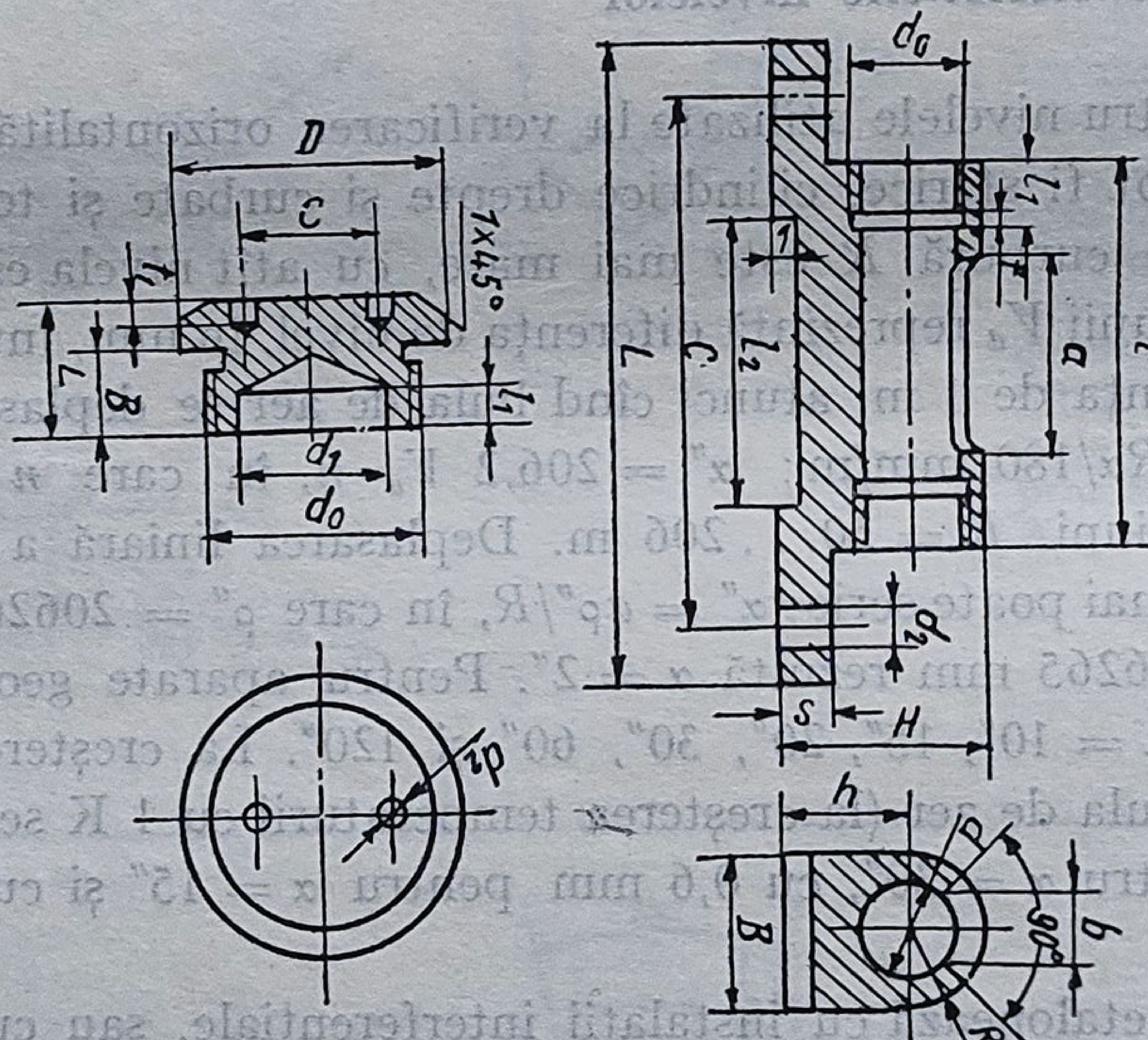




Fig. 4.77. Monturi pentru fiole.

## 4.17. Fibre optice

### 4.17.1. Construcţia şi funcţionarea fibrelor optice

Fibra este un cilindru din sticlă optică cu indicele de refracţie $n_1$ şi diametrul $d_i = 5...10$ µm, învelit de un strat subţire omogen cu indicele de refracţie $n_2 < n_1$ şi cu grosimea de 1...2µm. Funcţionarea se bazează pe fenomenul de reflexie totală (fig. 4.78). Cu notaţiile din figură pot fi scrise

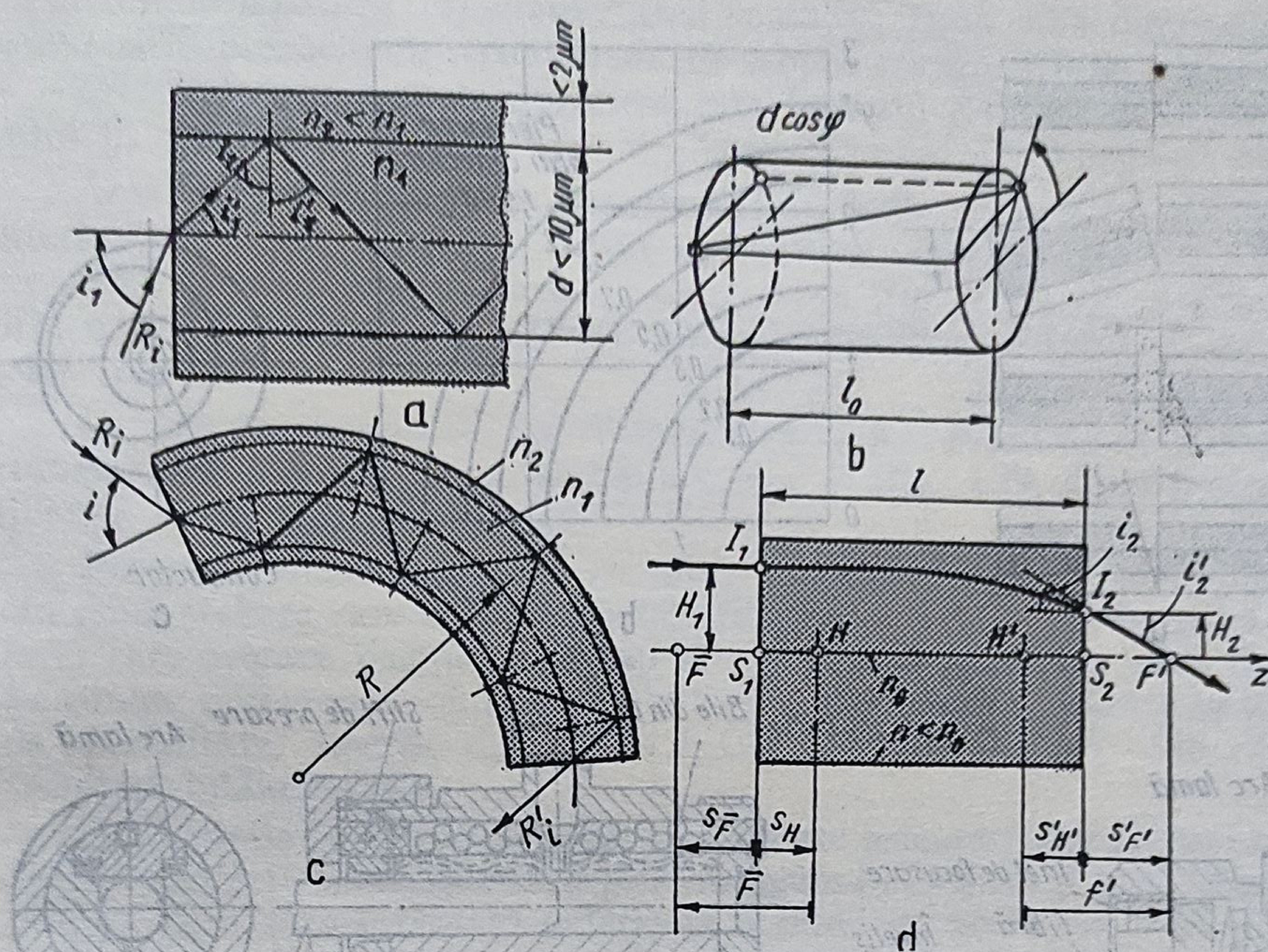



Fig. 4.78. Fibre optice.

următoarele relații: $n_0 \sin i_1 = n_1 \sin i_1'$; $\sin i_2 = \cos i_1'$; $\cos i_1' > 1/n_1$; $n_1^2 > \sin^2 i_1 + 1$; $\sin i_1 < 1 \rightarrow n_1^2 < 2$; $A_m = n_0 \sin \sigma_0 = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$; $A_s = A_m/\cos \varphi$ ($A_m$ — apertura în planul meridian; $A_s$ — apertura în planul sagital). Drumul prin fibră: $L = 1/\cos i_1'$. Numărul de reflexii pe lungimea $l$: $N_m = l/l_0 = l \operatorname{tg} i_1'/d$; $N_s = l \operatorname{tg} i_1'/d \cos \varphi$.

Factorul de transmisie: $T = 80\%$. Fibrele pot fi curbate $d/R < 2(\sqrt{n_1^2 - A^2}/n_2 - 1)$. Fibrele gradient (fig. 4.78, *d*) au indicele de refracție continuu descrescător de la axă spre periferie. Un fascicul paralel este focalizat. Perioada $l_0 = 2\pi/\sqrt{k}$; $l_{min} = l_0(1+2m)/4$; $m = 0,1,2,\ldots$; $f' = 1/n_0\sqrt{k} \sin(\sqrt{k}l)$: $s_H' = (H_1 - H_2)/i_2' = \operatorname{tg}(\sqrt{k}l/2)/n_0\sqrt{k}$; $s_{F'}' = -H_2/i_2' = \operatorname{cotg}(\sqrt{k}l)/n_0\sqrt{k}$; $i_2' = n_0 i_2 = n_0 H_2'$; $k$ este o constantă, mm².

### 4.17.2. Conectoare pentru fibre optice

Pentru transmiterea informațiilor se folosesc de mai mulți ani conductori din fibre optice de tip multimod. În prezent există tendința de utilizare a conductorilor monomod, deoarece permit transmiterea informațiilor într-un domeniu mai larg. De asemenea, se urmărește mărirea lungimii de undă, deoarece pierderile prin amortizare scad cu creșterea acestei lungimi. Exemplu: $\lambda = 1300$ nm, $P = 0{,}4$ dB/km; $\lambda = 1550$ nm, $P = 0{,}25$ dB/km.

Pentru a pune în contact extremitățile a două fibre optice în absența unui lichid de cuplaj se poate imagina un sistem elastic de cuplaj numit conector, pentru a se asigura poziționarea cap la cap și presiunea de contact necesară care să evite deformarea celor două fibre.

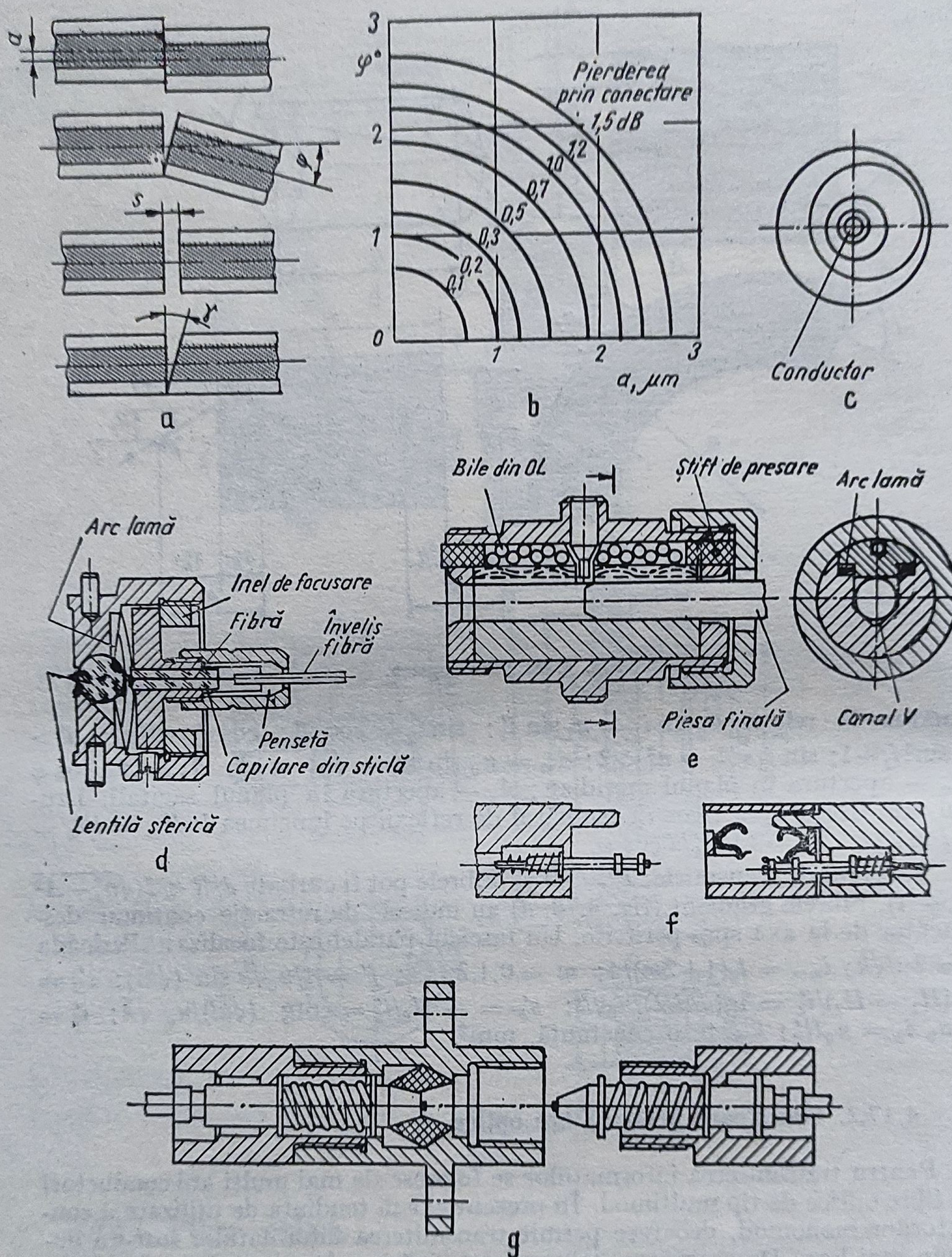



Fig. 4.79. Conectoare pentru fibre.

Un conector de fibre trebuie să satisfacă următoarele cerințe: 1) amortizare mică ($< 1$ dB); 2) variație mică a amortizării la conectarea repetată ($\pm$ 0,2 dB); 3) variație mică a amortizării la combinarea conectoarelor de același tip; 4) etanșare perfectă a capetelor fibrelor; 5) uzură minimă a ele-

mentelor de legătură; 6) manevrarea comodă; 7) să aibă dimensiuni corespunzătoare normelor internaţionale în scopul realizării interschimbabilităţii.
Criteriul principal de apreciere este factorul de amortizare al conectorului în dB/km.

Acest factor poate varia funcţie de pierderile cauzate de: 1) proprietăţi diferite ale fibrei (diametru, erori geometrice, aperturi diferite); 2) erorile mecanice de poziţionare ale celor două fibre (fig. 4.79, *a*); 3) transmiterea prin mediu (pierderi prin reflexie Fresnel, murdărie, deformaţii ale suprafeţelor frontale).

La fibrele monomod cu diametrul $d = 5 \, . \, . \, 10 \mu m$ se admit deplasări transversale $a < 1{,}3$ μm şi unghiulare $\varphi < 1°$ (fig. 4.79, *b*), în ipoteza că influenţa temperaturii este nulă.

Pentru realizarea acestor condiţii, conectorul este alcătuit, de regulă, din două ştekere care conţin capetele fibrelor şi o mufă de legătură (conectare) care asigură poziţionarea cap la cap (în prelungire) a celor două fibre. Se cunosc numeroase soluţii constructive brevetate ori publicate în literatura de specialitate, descrise detaliat în F.G.T. 35(1986) 12, 543—546 cu cele 10 trimiteri bibliografice).

Elementele finale de conectare cunoscute asigură fixarea fibrei în următoarele moduri: 1) poziţionarea prin strîngere în elementul final avînd ca suprafaţă de bazare suprafaţa exterioară a fibrei (în acest caz trebuie ca fibra să fie realizată cu precizie ridicată, iar toleranţele elementelor conectorului (diuzelor) sînt foarte mici; 2) poziţionarea cu elemente de fixare obţinute în timpul prelucrării mecanice după ce fibrele se poziţionează în prelungire pe strung; 3) poziţionarea prin strîngere cu bucşe excentrice (fig. 4.79), *c*); 4) poziţionarea cu lentile sferice, acestea prezentînd avantajul unor toleranţe mai mari şi dezavantajul unor forme mai complicate ale elementelor constructive (fig. 4.79, *d*).

Elementul cel mai dificil de realizat este mufa de cuplare care trebuie să asigure strîngerea şi poziţionarea în prelungire a fibrelor într-un mod simplu şi precis. Se cunosc mai multe soluţii: 1) cu ajustaj corespunzător, 2) cu cleme, 3) cu ghidaj cu bile, 4) cu canal în *V* (fig. 4.79, *e*, *f*), 5) cu memorie de formă, 6) cu bucşă biconică (fig. 4.79, *g*) din masă plastică ş.a. Se observă că soluţia 4.79, *g* satisface toate condiţiile puse pentru conectare.

## 4.18. Elemente optice pentru memorarea datelor

### 4.18.1. Construcţia elementului optic de memorare

Mediile optice de memorare se caracterizează prin volum mare, manevrare simplă şi cost acceptabil. Avantajele rezultă din compararea acestora cu alte medii (tabelul 4.13).

Elementul constructiv folosit este un disc din sticlă (substrat) sau din material plastic cu grosimea $d \approx 2$ mm şi cu diametrul $D \leqq 300$ mm, prevăzut pe ambele suprafeţe cu cîte un strat din lac cu grosimea mai mică de 25 μm, pe care se depune un strat de memorare subţire alcătuit din aliaj de Tellur, din Indiu-Seleniu-Antimoniu ori din alte materiale (fig. 4.80) aco-

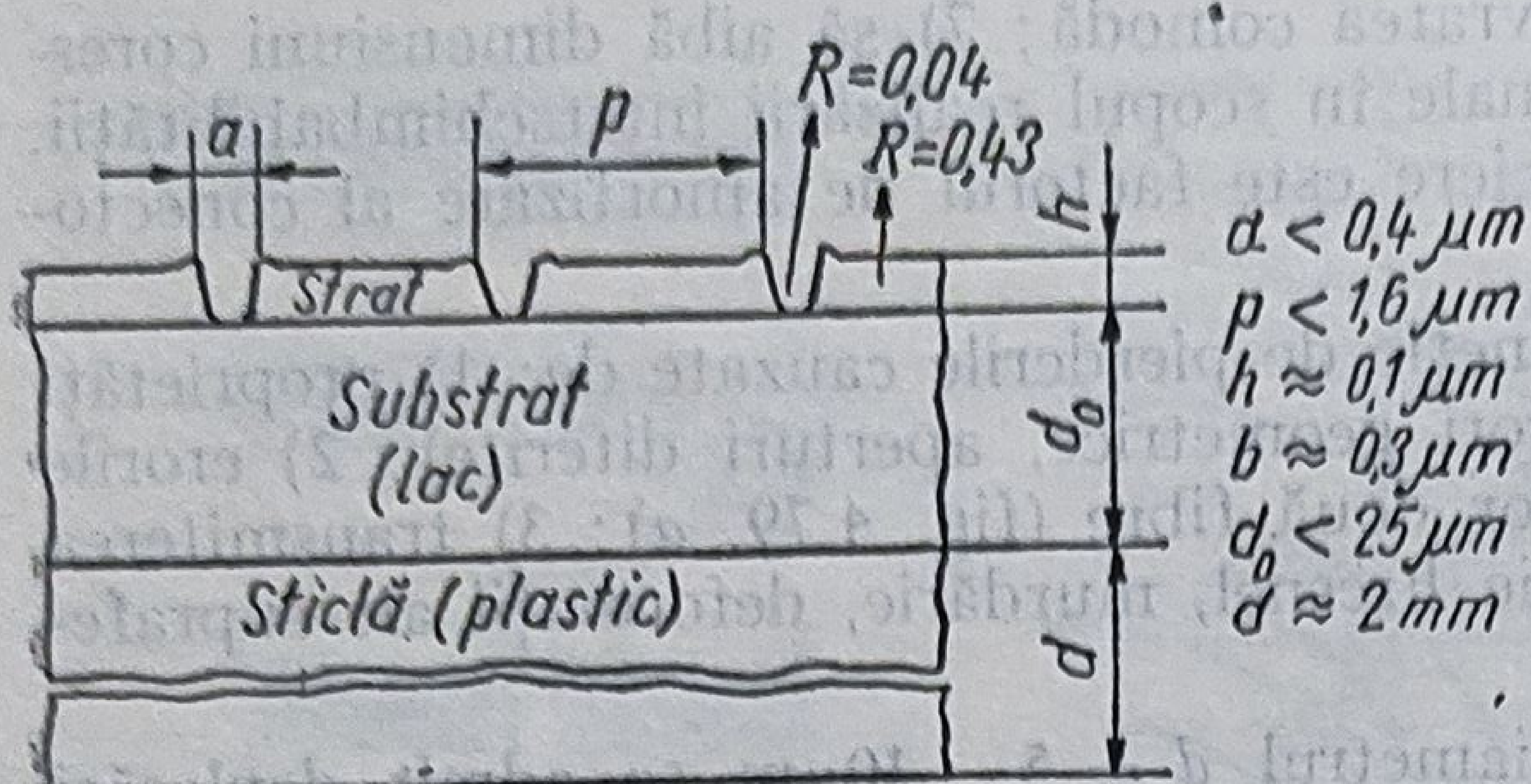



Fig. 4.80. Construcția elementului optic de memorare: *a* — DOR; *b* — INDAB.

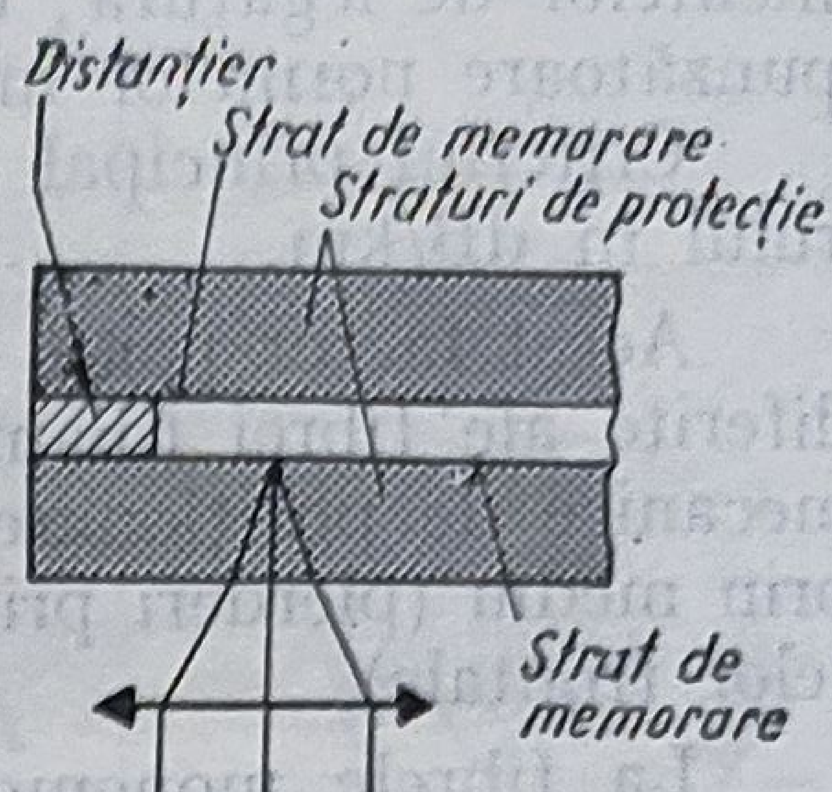



Fig. 4.81. Construcția unui element optic de memorare cu strat de protecție.

perite sau nu de alte straturi de protecție (fig. 4.81). Unele memorii sînt fixe, altele pot fi șterse și folosite în mod repetat.

*Tabelul 4.13* **Caracteristicile mediilor de memorare**

| Mediul de memorare | Unitatea de memorie | Nr. de pagini format A4 | Densitatea de memorie bit/mm² | Viteza de memorare și de citire |
|---|---|---|---|---|
| 1 pagină-format A4 | 16 k bit | 1 | 0,45 | 150 bit/s |
| Elemente semiconductoare | 256 k bit | 16 | 10 10³ | 5 Mbit/s |
| Memorie magnetică cu bule (cu cavitație) | 1 M bit | 62,5 | 15 10³ | 50 kbit/s |
| Placă magnetică | 260 Mbit | 35 000 | 15 10³ | 15 Mbit/s |
| Bandă *EDV* | 720 Mbit | 45 000 | 10³ | 10 Mbit/s |
| Bandă casetofon 60 min | 860 Mbit | 62 500 | 2 10³ | 15 kHz |
| Placă Picup | 1 200 Mbit | 75 000 | 10 10³ | 20 kHz |
| Placă holografică | 10 000 Mbit | 630 000 | 1000 10³ | 100 Mbit/s |
| Placă *CD* | 15 000 Mbit | 940 000 | 270 10³ | 45 Mbit/s |
| Placă Optică | 20 000 Mbit | 1,3 10⁶ | 2000 10³ | 10 Mbit/s |
| Bandă video | 150 000 Mbit | 9,4 10⁶ | 120 10³ | 8 MHz |
| Placă optică | 150 000 Mbit | 9,4 10⁶ | 2700 10³ | 10 MHz |
| Creierul uman | 10 Mbit | 62,5 10⁶ | 10⁶ | 1 bit/s 50 bit/s |

## 4.18.2. Discuri cu memorie fixă

a. *Memorarea informației*. Discurile cu memorie sînt dominante în prezent.

Pentru memorare se folosește acțiunea termică a radiației laser asupra stratului de memorare.

Funcție de natura materialelor folosite, pot avea loc următoarele modificări în strat: 1) topirea stratului și formarea unei cavități (PITS) sau a unei bule; 2) formarea unui aliaj și a unor modificări de fază; 3) variația fluxului magnetic; 4) schimbarea direcției de polarizare.

Aceste modificări ale stratului de memorare provoacă modificarea corespunzătoare a mărimii factorului de reflexie a radiației laser la redarea informației.

Formarea cavităților (PITS) și bulelor este reprezentată în fig. 4.82.

Date privind producerea straturilor prin absorbție indusă (INDAB) se găsesc în [431]. Forma spirală și dimensiunile acestor PITS se văd în fig. 4.83.

Așadar, memorarea datelor se face cu laser prin realizare pe stratul fotosensibil a unor cavități numite PITS. Aceste cavități pot fi absorbante sau reflectante (dacă se depune un strat reflectant pe ele). Date: turația $n =$ 1500 rot/min; pasul spiralei $p = 1{,}6$ μm, lățimea unui PITS este $b = 0{,}4 \ldots 0{,}6$ μm; adîncimea $h = 0{,}1$ μm. Lungimea unei urme și distanța dintre două urme succesive depind de informația memorată. Memorarea videosemnalului are loc cu ajutorul modulării frecvenței, cu valorile de sincronizare 6,76 MHz și de alb 7,9 MHz (fig. 4.84). Lățimea benzii de frecvență este 2,5. . . 8 MHz.

b. *Extragerea informației*. Redarea informației (citirea unui disc) se realizează prin palpare fără contact cu un fascicul laser HeNe sau diode laser prevăzute cu sistemele optice corespunzătoare. În zonele dintre PITS lumina se reflectă total și intră în obiectivul de proiecție. Lumina incidentă pe un PITS se reflectă difuz și ajunge parțial în obiectivul cu apertura $A = 0{,}4$. În fig. 4.85 se văd schemele a două sisteme de palpare. Cubul este un sistem de polarizare, adică un filtru de polarizare orizontal. Raza laser incidentă pe lama $L$ este polarizată circular, trece prin obiectivul de focusare, se reflectă de discul de memorare care o polarizează din nou circular și trece prin lama $\lambda/4$ unde

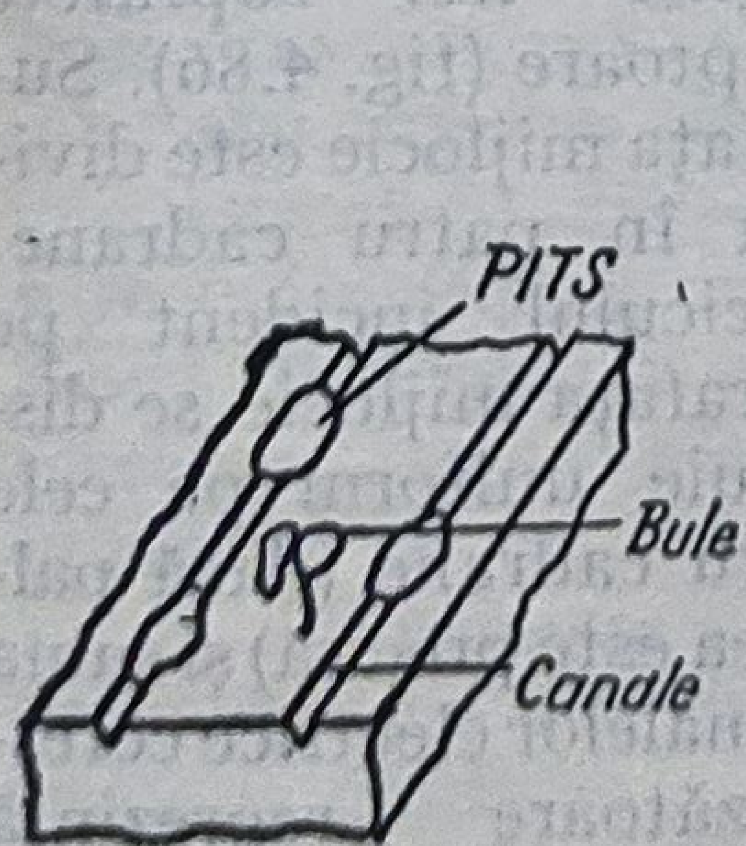



Fig. 4.82. Poziții de memorare pe o placă optică în formă de cavități (Pits).

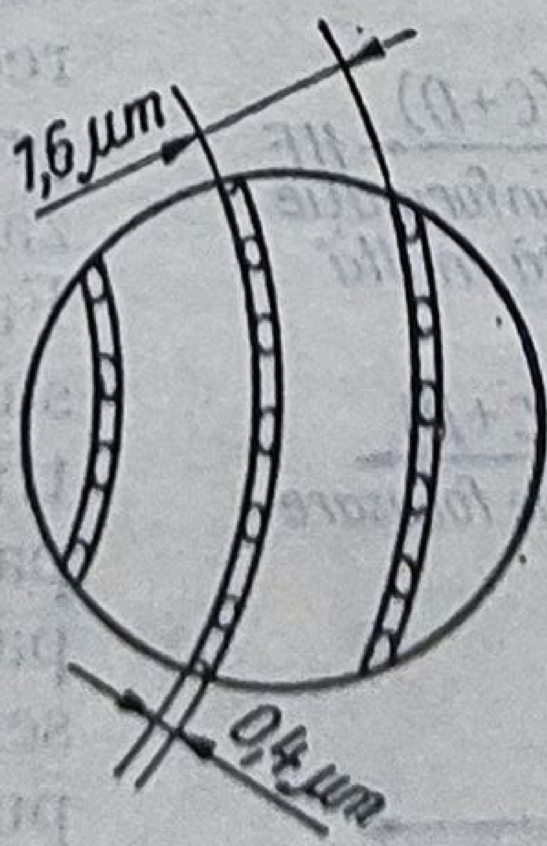



Fig. 4.83. Forma și dimensiunile cavităților.

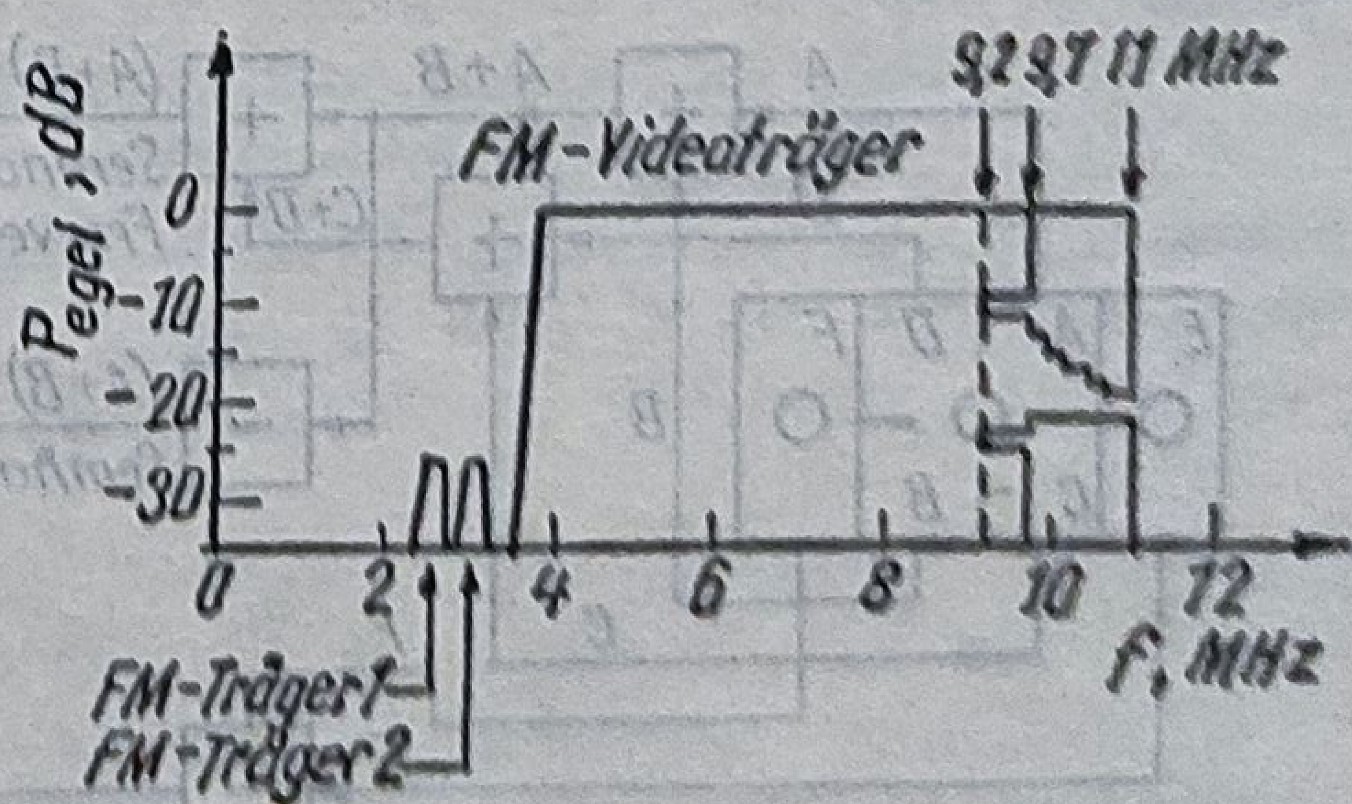



Fig. 4.84. Memorarea semnalului prin modularea frecvenței.

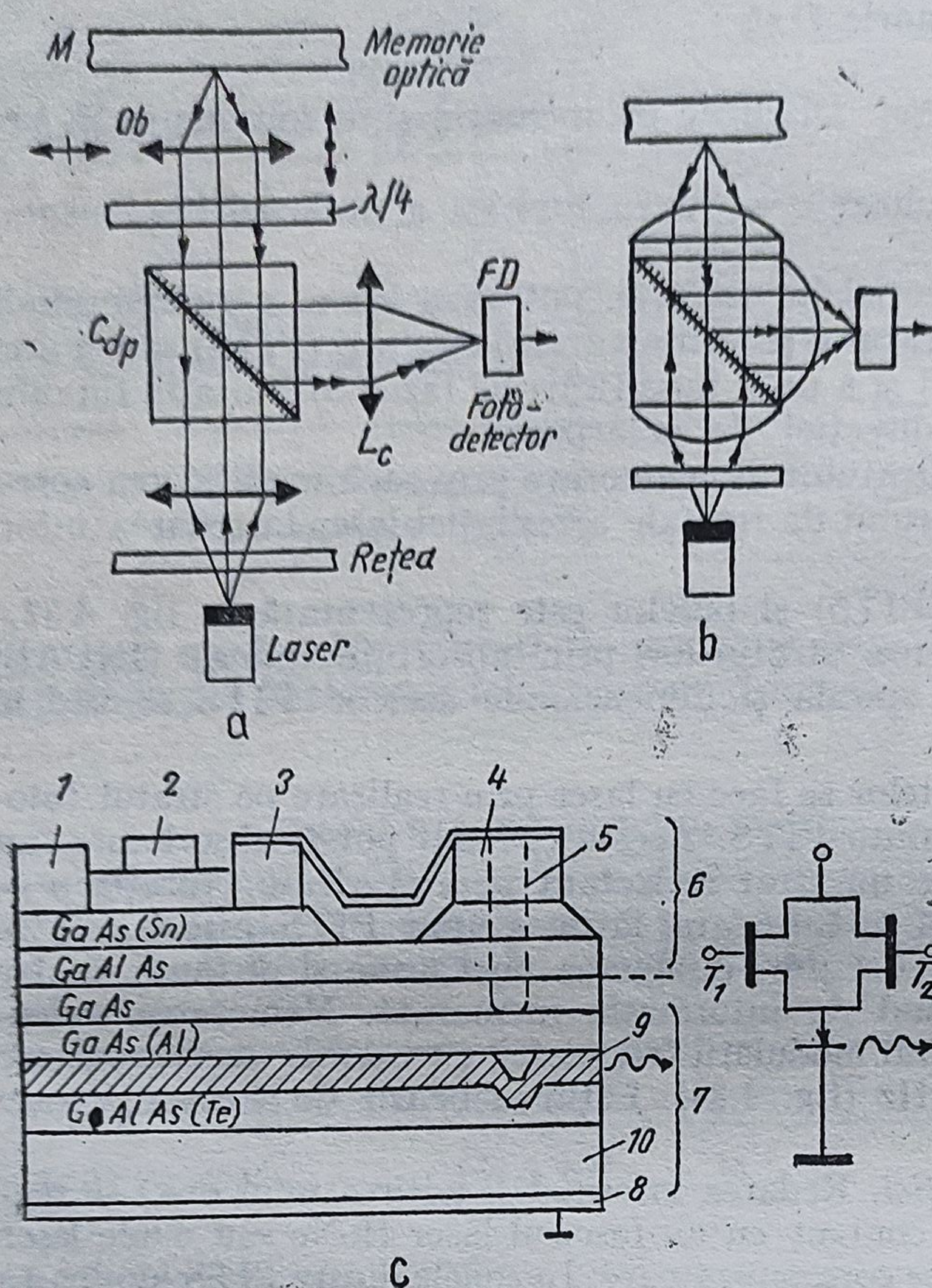



Fig. 4.85. Sisteme optice de înregistrare și extragere a informației pe discuri optice:
*a* — schema optică; *b* — sistem compact (gabarit redus); *c* — circuit optoelectronic integrat pe bază de GaAs.

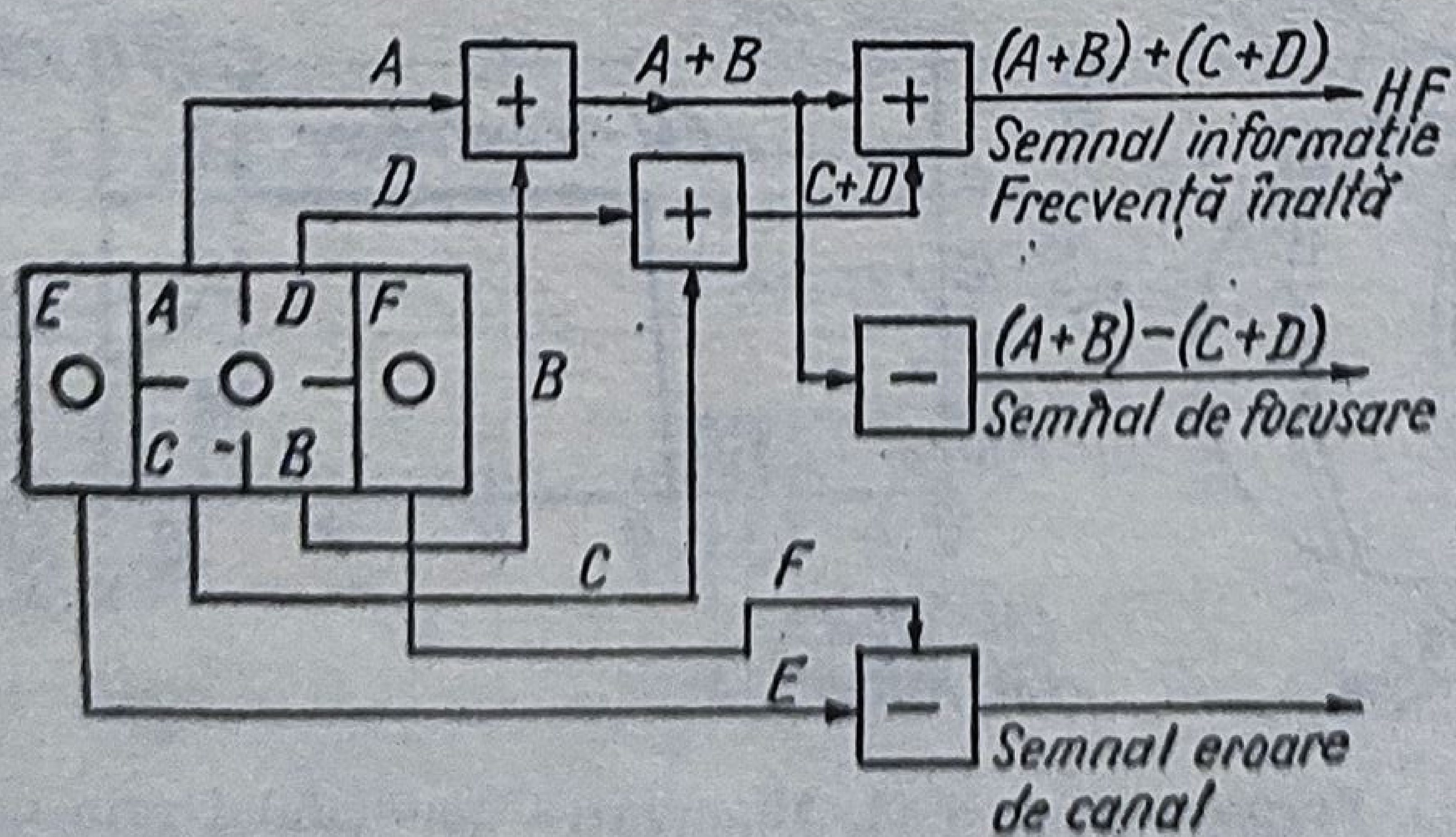



Fig. 4.86. Fotodiodă detectoare de construcție specială, pentru autopoziționare pe pistă.

are loc modificarea direcției de rotire a polarizării circulare și deci devine polarizată linear. Raza de citire provenită de la laser trece prin divizor înapoi, iar cea provenită de la lama λ/4 este reflectată de suprafața ipotenuză a cubului divizor spre fotodetector. În acest mod se evită interferența fasciculului incident cu cel reflectat de disc. Un sistem optic reglat de un servosistem focusează fasciculul laser pe stratul de memorare cu diametrul ∅ 1 μm.

Prisma de polarizare, lama λ/4 și lentilele cilindrice pot fi realizate ca o componentă compactă în sistemul optic de citire (fig. 4.85, *b*).

Pentru a se realiza o palpare punctiformă, obiectivul are o mișcare oscilatorie axială comandată de un curent ce se obține prin evaluarea focusării astigmatice pe suportul memoriei cu ajutorul unei fotodiode receptoare speciale. Aceasta conține trei suprafețe receptoare (fig. 4.86). Suprafața mijlocie este divizată în patru cadrane. Fasciculul incident pe suprafața mijlocie se distribuie uniform pe cele patru cadrane (dacă palparea este precisă) și suma semnalelor electrice corespunzătoare reprezintă semnalul *HP* al informației. Faptul că pata luminoasă are o formă eliptică pe discul în mișcarea de

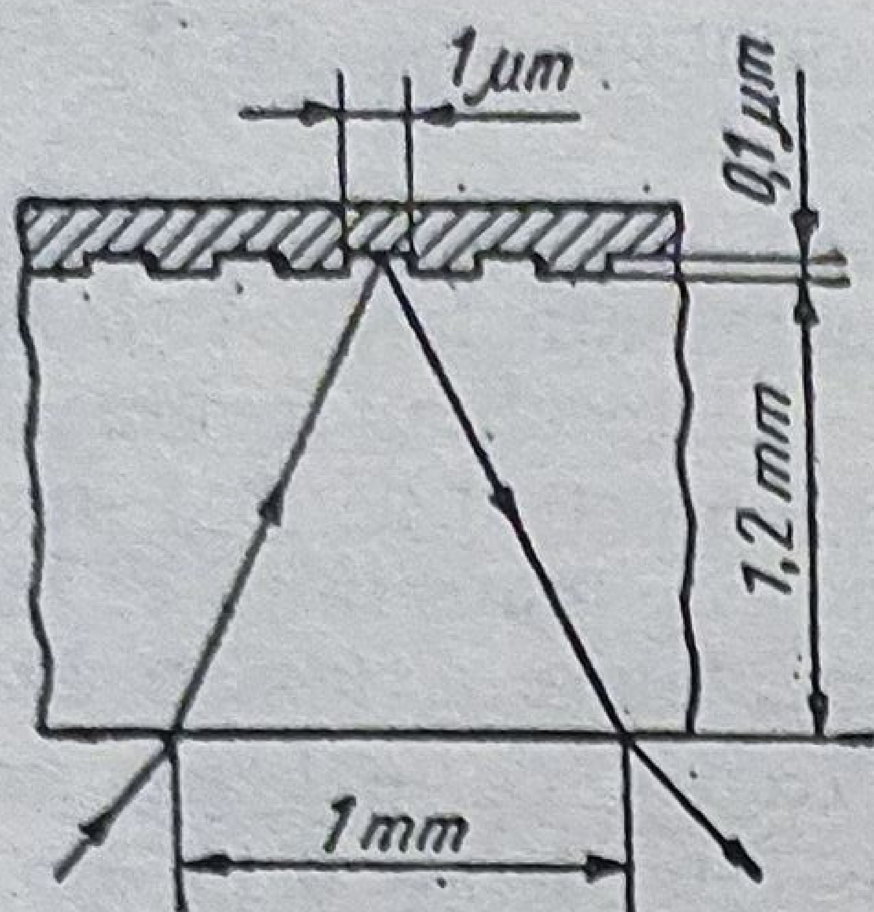


Fig. 4.87. Disc compact *CD* cu memorare digitală.

rotație are ca efect inegalitatea semnalelor date de cele patru cadrane. Diferența acestora reprezintă semnalul de comandă pentru mișcarea obiectivului cu 2,5 mm/min. În acest fel se obține o precizie de ghidare radială de $\pm 0{,}1$ µm. Totuși, pentru compensarea influenței excentricității discului, se utilizează încă două raze ajutătoare, deplasate una față de alta în sensuri contrare, care se reflectă și ajung pe cele două suprafețe exterioare $E$ și $F$ ale fotodiodei. Diferența semnalelor celor două suprafețe receptoare servește la ghidarea capului de palpare pe spirala cu PITS.

### 4.18.3. Discuri optice de memorare digitală

Discul compact (*CD* — compact DISC) cu memorare digitală este un disc din material plastic transparent prevăzut cu un strat din argint în care se execută cavități (PITS) cu lățimea $b \approx 0{,}4$ µm și adîncimea $h = 0{,}1$µm, pe o spirală cu pasul $p = 1{,}6$ µm. Acești PITS sînt purtătorii informației. Stratul de memorare din Ag este acoperit cu un strat de protecție transparent, cu grosimea mai mare de 1,1 mm. Imprimarea și redarea informației precum și ghidarea capului de palpare se fac după principiile expuse mai sus (fig. 4.87). Pentru depistarea erorilor de palpare se folosește un procedeu special.

Un disc *CD — ROM* cu diametrul Ø 120 mm permite memorarea a 150 000 pagini *A*4 dactilografiate. Citirea se face cu un sistem special *CD* — Pikup și poate fi conectat cu calculatorul. Discul poate fi reprodus economic ca discul de pikup.

### 4.18.4. Discuri optice de memorare DOR

Discul optic de memorare *DOR* (*DOR* = Digital Optical Recording) nu se deosebește principial de cel anterior, dar permite memorarea și redarea pur digitală a 500 000 pagini format *A*4. Așadar, informația este caracterizată prin prezența ori lipsa de PITS (puncte) pe discul care se rotește cu turația $n = 480$ rot/min. Rata de transmitere a datelor atinge 250 kbyte/s.

Discul cu diametrul Ø 300 mm, constă din două lame din sticlă între care se fixează un strat sensibil din aliaj de telur cu grosimea de circa 40 nm. Acest strat trebuie protejat, deoarece se oxidează ușor în aer. La imprimare, fasciculul laser produce cavități prin arderea locală a stratului. Discul este prevăzut cu un înveliș de protecție.

a. *Memorarea informației*. În timpul memorării, un fascicul laser focusat realizează pe disc un canal în formă de spirală cu pasul $p = 1{,}6$ µm care servește la ghidarea capului de citire. Discul conține 32 000 de canale (rile) repartizate în 32 sectoare. Fiecare sector este caracterizat printr-un număr de spirală (canal) și de sector (fig. 4.88). Fiecare canal (spirală) poartă semnale în formă de variație a adîncimii. Datele sînt înregistrate prin formarea prin ardere a unor urme (cavități = puncte = PITS) cu diametrul Ø 1,3 µm,

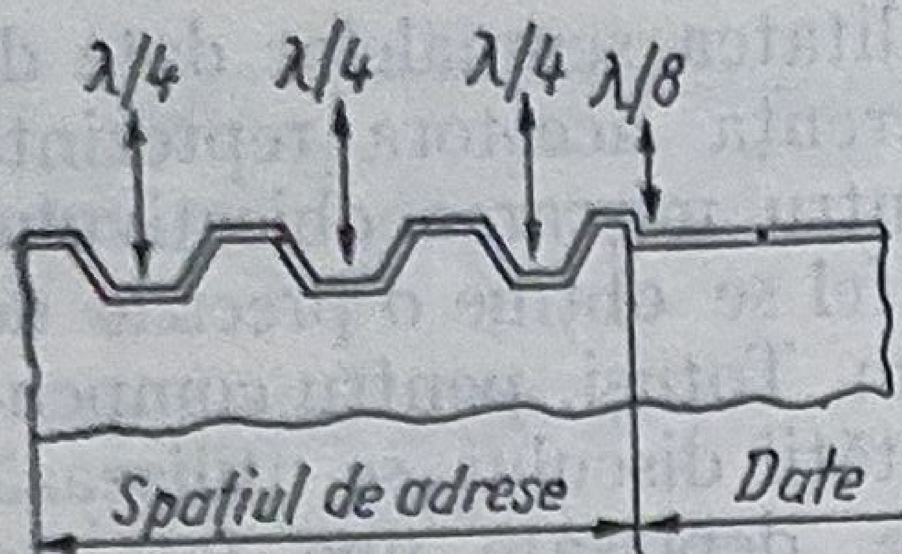



Fig. 4.88. Disc optic cu canale în spirală pentru memorarea prin ardere.

Aşadar, densitatea de memorare este de $3 \cdot 10^5$ bit/mm$^2$.

b. *Extragerea informaţiei*. Extragerea datelor are loc cu un sistem optic cu radiaţia laser AlGaAs de putere mică, (fig. 4.85, *c*). Obiectivul focusează fasciculul într-un punct cu diametrul de Ø 1 μm. Deoarece factorul de reflexie este mare între PITS şi mic pe PITS, are loc o modulare a fluxului luminos pe fotodetector. Precizia de ghidare pe spirală a capului de citire este de ± 0,15 μm, asigurată de o pată luminoasă laser care este focusată pe spirală. Cînd pata este asimetrică ia naştere un semnal eroare livrat de un detector-balanţă, care comandă servosistemul de poziţionare radială. Un al doilea servosistem optoelectronic urmăreşte precizia de focusare a obiectivului (v. fig. 4.85).

În afara aliajului de tellur menţionat, se mai folosesc şi alte materiale pentru memorare: $TeO_x (x = 1{,}1$ sau $1{,}2)$ TeC ş.a.

Alte discuri de memorare sînt simbolizate MEGADOC, respectiv GIGADISC. Acestea pot fi conectate la imprimante şi calculatoare. Gigadiscul GD 1001 fabricat de firma Thomson — CSF posedă un miliard de biţi pe fiecare parte, adică permite memorarea unui volum de 650 000 pagini dactilografiate. Se memorează şi se citeşte text, imagine şi ton.

### 4.18.5. Discuri magnetooptice de memorare

Elementele optice discutate în paragrafele anterioare sînt folosite numai pentru citit; ele nu pot fi şterse şi folosite pentru imprimări repetate.

Discurile magnetooptice, obţinute prin folosirea efectelor magnetice şi tehnologiei straturilor magnetice şi optoelectronice subţiri, permit memorarea şi ştergerea datelor în mod repetat, datorită modificării proprietăţilor optice ale materialului magnetic, respectiv ale unui fascicul luminos, sub influenţa unui cîmp magnetic.

Cele mai utilizate sînt efectele Kerr şi Faraday. După cum se cunoaşte, efectul Kerr apare la reflexia luminii laser polarizate liniar pe un material magnetizat. Astfel, dacă vectorul electric al luminii incidente vibrează paralel la planul de incidenţă (polarizarea liniară), atunci lumina reflectată posedă, prin efectul Kerr, o componentă electrică care vibrează perpendicular şi lumina polarizată liniar devine polarizată eliptic. Polarizarea poate fi polară, longitudinală sau transversală (fig. 4.89). Pentru memorare prezintă interes deosebit magnetizarea polară.

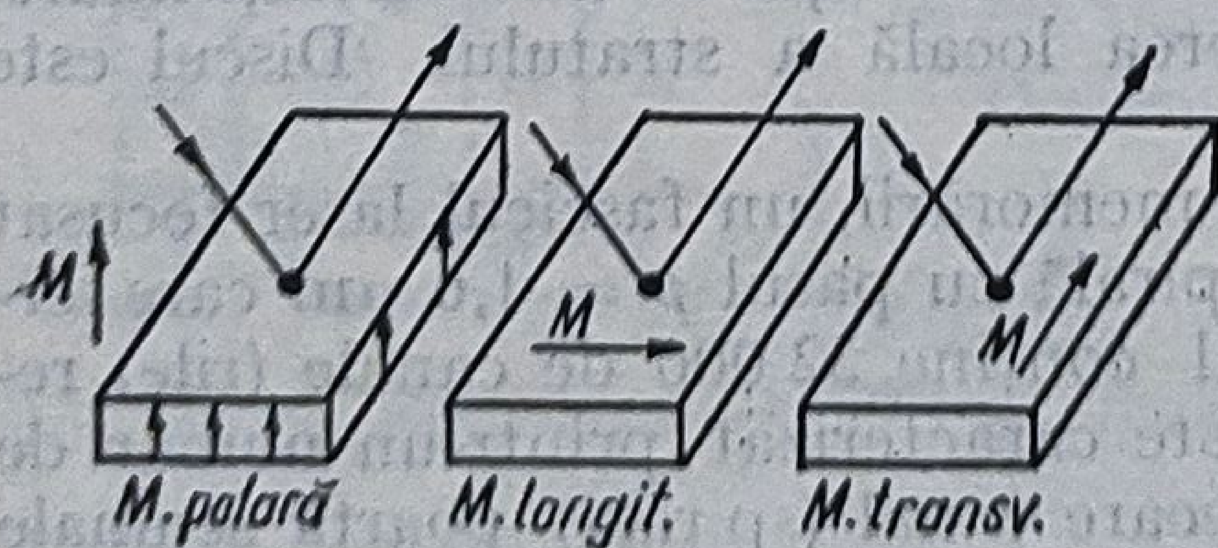



Fig. 4.89. Folosirea efectului Kerr pentru memorarea informaţiei.

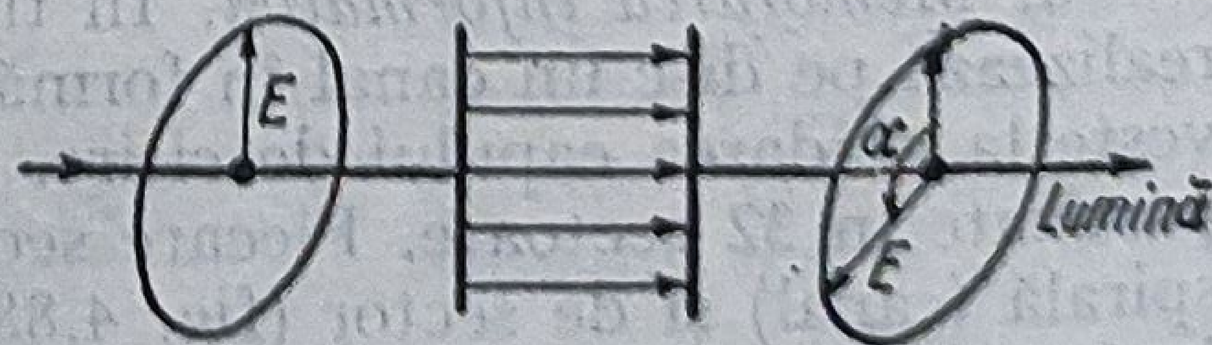



Fig. 4.90. Folosirea efectului Faraday pentru memorarea informaţiei.

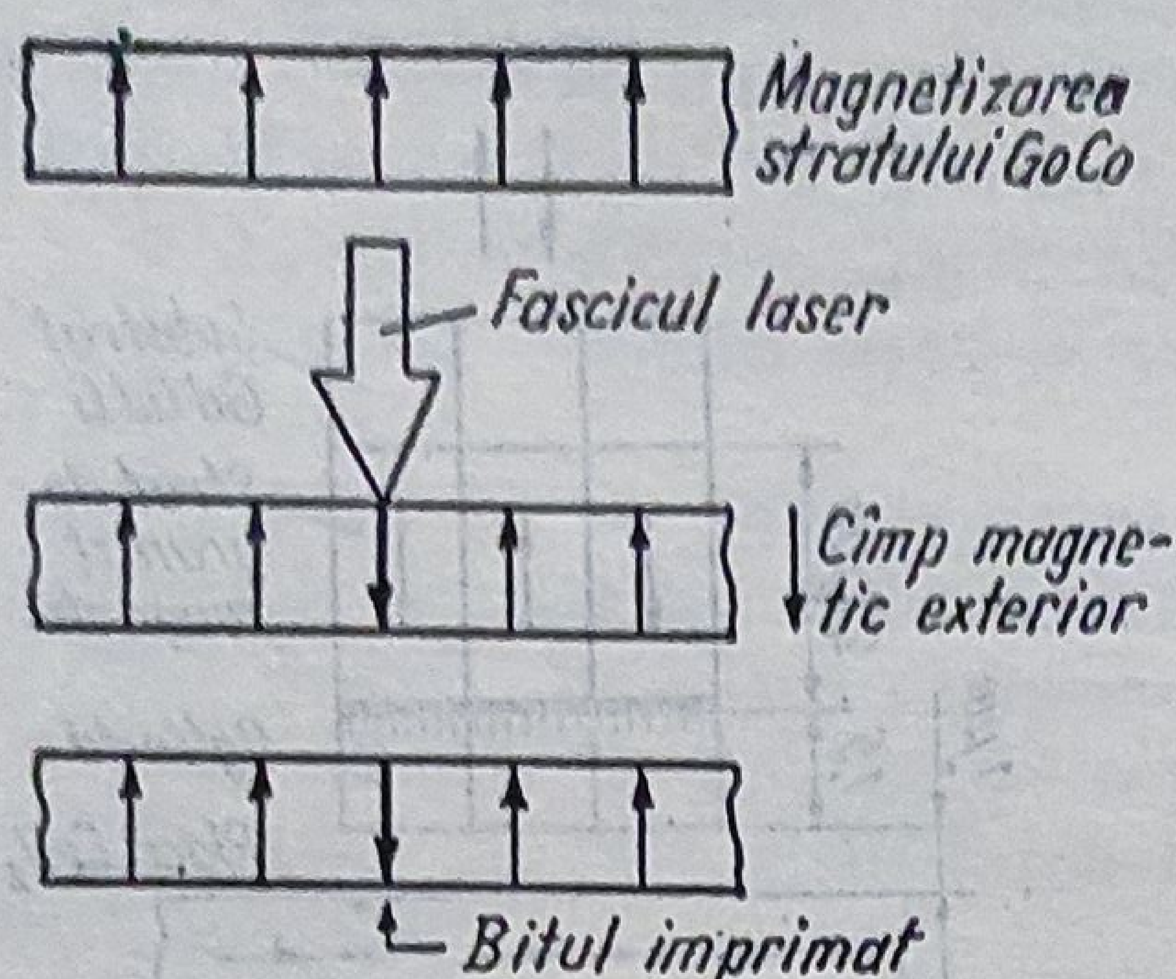



Fig. 4.91. Memorarea informației pe medii magnetice.

Așadar, în cazul folosirii efectului Kerr, lumina nu străbate placa magnetică, ci se reflectă pe aceasta.

În cazul folosirii efectului Faraday, lumina polarizată linear care străbate un mediu magnetic (substanță sau cîmp) este influențată de acesta; mediul magnetic rotește vectorul electric $E$ al luminii cu unghiul $\alpha$ (fig. 4.90). La materialele fero-și ferimagnetice se magnetizează materialul.

Materialele* folosite pentru mediile de memorare magnetooptice sînt straturile subțiri: 1) monocristaline (Granate); 2) policristaline (MnBi, PtCo) și 3) amorfe (TbFe, GdCo), ultimele două fiind cele mai economice.

Plăcile magnetooptice sînt realizate din straturi subțiri depuse pe substraturi de reflexie, de protecție etc.

Date: Densitatea de memorare: $10^8$ bit/cm²; reproductibilitatea: mai mare de $10^5$ ori; diametre Ø 300 mm; structură fizică și chimică stabile.

a. *Memorarea informației*. Memorarea informațiilor are loc prin încălzirea mediilor de memorare magnetooptice cu un fascicul laser, în timp ce există un cîmp magnetic exterior. În acest mod, magnetizarea $M$ a mediului de imprimare încălzit ia direcția cîmpului magnetic exterior (fig. 4.91). Intensitatea $H_C$ a cîmpului magnetic pentru schimbarea magnetizării mediului de memorare scade cu creșterea temperaturii. La materialele feromagnetice cîmpul $H_C$ scade în apropierea temperaturii Curie. Materialele ferimagnetice au o temperatură de compensare sub temperatura Curie, la care magnetizarea este nulă. Deoarece $H_C$ se modifică mult în acest domeniu, imprimarea este posibilă.

Așadar, pentru imprimarea datelor pe plăci magnetooptice este necesară existența unui cîmp magnetic și a unui fascicul laser, fapt care permite să se lucreze 1) cu modularea cîmpului magnetic sau 2) cu modularea fasciculului laser. În primul caz, fasciculul laser atinge mediul de imprimare în mod continuu și se modifică doar direcția cîmpului magnetic exterior. În al doilea caz, se încălzește mediul de memorare intermitent (modulat), numai acolo unde trebuie fixată informația.

b. *Redarea informației*. La citirea datelor se folosește un fascicul laser polarizat linear de un polarizor. Acest fascicul, incident pe mediul de memorare, este reflectat (efectul Kerr) sau transmis (efectul Faraday) cu modificarea polarizării funcție de magnetizarea suprafeței memoriei. Apoi trece printr-un analizor și ajunge la un fotodetector.

Un disc cu memorie magnetooptică, cu ștergere, avînd diametrul Ø 300 mm, are o capacitate de memorare pe o singură parte, de 1 Gbit.

Date: turația $n = 900$ rot/min; numărul de canale (urme) = 43 750; numărul de sectoare = 25; numărul kbit/sector = 1; temperatura Curie = 180°; materialul de bază: acril.

Un disc cu Ø 120 are: $n = 1.200$ rot/min; 17 000 piste pe fiecare parte; stratul de memorare: aliaj din cobalt cu terbium, cu punctul Curie la 240°C.

Un disc cu Ø50 mm și grosimea de circa 3 mm permite memorarea a 5 000 pagini $A4$ și poate fi introdus în mașini de scris și calculatoare. Stratul de memorare este alcătuit din GdTbFe (Gadolinium-Terbium-Fier) și este

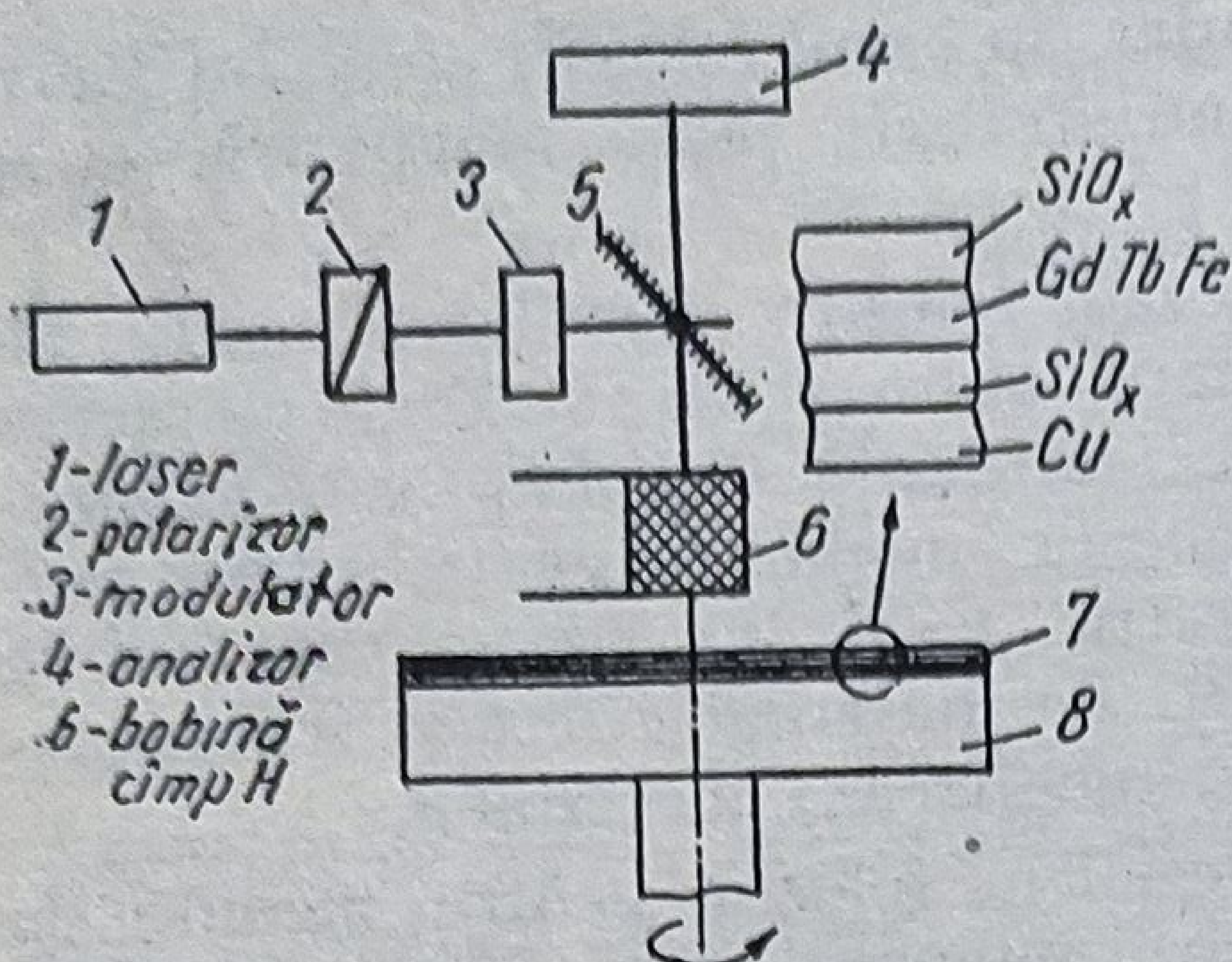



Fig. 4.92. Sistem pentru memorarea și redarea informației pe memorii magnetooptice.

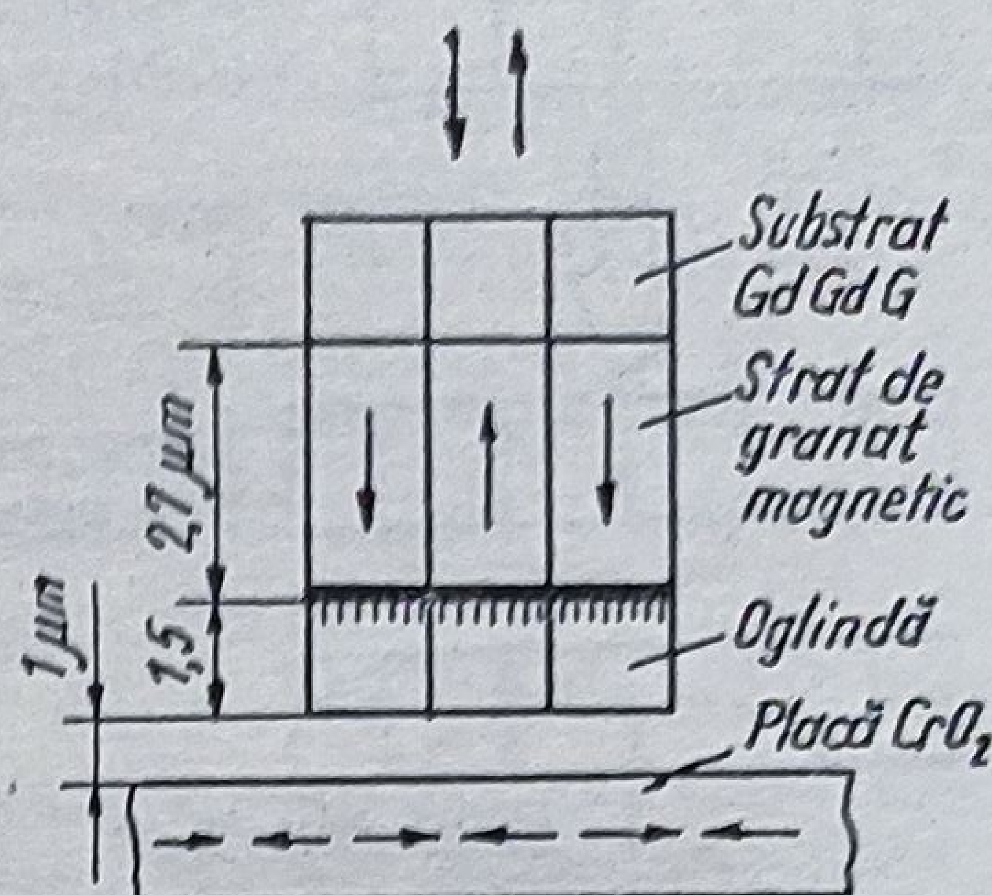



Fig. 4.93. Explorarea fără contact a unui disc megnetooptic.

depus ca strat amorf cu grosimea de 50 nm pe un suport din plastic (fig. 4.92). Protecția se face cu un strat de plastic. În suportul de plastic se execută canale în formă de $U$, cu adîncimea $h = 0{,}5$ μm și lățimea $b = 5$ μm, în care se imprimă datele cu ajutorul fasciculului laser și cîmpului magnetic exterior.

Un alt material de memorare preferat este aliajul Gadolinium-Cobalt (GdCo), la care imprimarea se face cu compensarea temperaturii. Astfel: se încălzește locul de memorare cu un fascicul laser scurt (impuls). Apoi urmează o magnetizare corespunzătoare a cîmpului exterior învecinat.

Stratul amorf GdCo se pulverizează pe un disc din sticlă cu diametrul Ø 150 mm și grosimea $d = 1{,}50$ mm. Densitatea de memorare: $10^8$ bit/cm$^2$.

În fig. 4.93 este reprezentat un disc magnetooptic construit din $CrO_2$, care se rotește cu turația $n = 3\,600$ rot/min, din care extragerea datelor se efectuează indirect. De la acest disc magnetizarea se transmite la stratul de granat cu grosimea de 2,7 μm, care, la rîndul său, modifică starea de polarizare a fasciculului laser incident pe oglinda dielectrică cu grosimea de 1,5 μm. Distanța dintre disc și capul de polarizare este de 1 μm. Substratul acestui cap este alcătuit din Gadolinium-Gadolinium-Granat.

### 4.18.6. Discuri optice de memorare reversibile

Există materiale care își modifică local și reversibil rețeaua cristalină sub acțiunea termică a unui fascicul laser. Această modificare are ca urmare modificarea factorului de reflexie a fasciculului laser de citire. De exemplu, dacă pe un strat de memorare din suboxid de tellur cade un fascicul laser de scriere a datelor, acest strat trece local din starea cristalină în cea amorfă. La citire, în locurile transformate, factorul de reflexie se reduce considerabil față de cel existent în locurile în care rețeaua a rămas nemodificată, cristalină. Dacă se folosește un aliaj din Ag și Zn, acesta își modifică rețeaua hexagonală în rețea cubică la încălzire peste 300°C. Ca urmare, se schimbă culoarea din argintiu în roșu-roz și deci se micșorează considerabil factoru de reflexie. Ștergerea datelor se face prin încălzire la 100°C și răcire lentă

Extragerea datelor se face cu impulsuri laser scurte, $\lambda = 800$ nm și $P = 20 - 30$ mW, care încălzesc locul de memorare pe adîncimea de 1 μm.

a. *Memorarea datelor*. Memorarea (scrierea) datelor se face cu un fascicul modulat ($\lambda = 830$ nm) emis de o diodă laser, care, pe traiectoria sa, transformă starea cristalină în stare amorfă.

b. *Ștergerea datelor*. Ștergerea memoriei, adică stabilirea stării cristaline, se face cu un fascicul laser ($\lambda = 780$ nm), cu putere mai mare decît a celui de memorare.

În prezent se experimentează memorii moleculare. Sub acțiunea unei anumite frecvențe de rezonanță molecula obține diferite culori și deci reflectă în mod diferit. Se speră realizarea unor computere care să deosebească peste 1 000 de nuanțe de culoare pe o particulă. Deoarece există circa 100 miliarde de particule pe cm², densitatea informației memorate va fi de 100 miliarde biți/cm² [410].

Corporația americană Mostek a realizat un chip pe care celulele de memorare sînt ordonate în blocuri de $8 \times 32$ kbit = 256 kbit, iar la IBM (SUA) s-au experimentat memorii de 512 kbiți ($\triangleq$ 524 288 celule de memorare). Structurile acestor elemente au lățimi de 1,5 μm.

Firma Philips a realizat discuri cu ∅ 300, citite fără contact, cu capacitatea de memorare de $10^{10}$ bit ($\triangleq 5 \cdot 10^5$ pagini text *A*4). Aceste discuri pot fi copiate galvanic, argintate și acoperite cu lac, pentru ca urmele de 0,1 μm adîncime, 0,4—0,7 μm lățime și 0,9 ... 3,3 μm lungime, situate pe o spirală cu pasul $p = 1{,}6$ μm, să nu se umple cu praf. Așadar, praful și zgîrîieturile pe stratul de protecție nu deranjează, deoarece se află în afara profunzimii obiectivului capului de citire.

Firma Siemens a realizat un disc magnetic cu memoria „Mega File" cu o capacitate de 300 Mbit.

Firma Fujitsu din Japonia a experimentat un aliaj de In-Se-Antimoniu pentru memorii optice. Acest aliaj își modifică factorul de reflexie prin încălzire și memorează informația. Spre exemplu, un impuls laser 5 mW în 0,1 μs provoacă creșterea factorului de reflexie cu 30%. Informația poate fi ștearsă printr-o nouă expunere cu 2 mW timp mai îndelungat. Memorarea și ștergerea se poate face de milioane de ori, iar stabilitatea aliajului este sigură circa 10 ani.

Prin utilizarea mai multor discuri optice de date într-un sistem complet se obțin sisteme de arhivare, date de mase și de informare care oferă noi perspective: arhive, biblioteci, memorare de documente, servicii de comunicare, sisteme de informare, programe pentru computere personale, materiale didactice, comunicări de service, diferite jocuri etc.

Firma Hamamatsu Photonics a realizat un modulator optic care transformă lumina în electroni care apoi sînt amplificați într-o placă-microcanal după care se ciocnesc cu o placă de cristal unde sînt înmagazinați pe suprafața acestuia, unde se memorează și imaginea originală în formă de model de distribuire a sarcinii.

În timp ce se memorează sarcinile pe suprafața cristalului, sistemul poate efectua prelucrarea electrică (inversarea imaginii, amplificarea profilurilor, suprapunerea a două imagini și extragerea părților comune).

Dacă pe placa de cristal se aplică un fascicul laser, se poate extrage imaginea la intrare, prelucrată sub forma unei imagini cu fascicul laser, în conformitate cu proprietatea cristalului al cărui indice de refracție este modificat după distribuția imaginii.

Sistemul transformă informația imaginii care este formată din lumină obișnuită în informație bazată pe lumina laser.

Acest modulator este componenta de bază a viitoarelor calculatoare optice.

# 5. Metodologia de proiectare a unui sistem optic lenticular

Proiectarea unui sistem optic reprezintă un proces care se desfășoară pe etape, pe baza unor ipoteze, relații și metode de calcul specifice.

## 5.1. Tema de proiectare

Tema de proiectare trebuie să conțină datele optice, parametrii mecanici, limitele aberațiilor reziduale și criteriile de evaluare a calității imaginii (diagrama sopt, obiectul minimal, lățimea minimă a liniei, frecvența de 30 linii/mm, capacitatea de separare ; criteriul 14′, fidelitatea, defectul de muchie, luminozitatea de definiție, momentul Gauss, funcția optică de transfer) [21].

## 5.2. Schema optică

Pe baza datelor din tema de proiectare, experiența proprie, brevetele sau sistemele optice realizate anterior, cărțile tehnice ale unor aparate sau prospectele acestora, se stabilește schema optică a sistemului care satisface în cea mai mare măsură cerințele formulate în tema de proiectare. Stabilirea schemei reprezintă o etapă de cea mai mare importanță, fapt pentru care se procedează, de regulă, la ample analize comparative ale soluțiilor aparent posibile.

Fie de exemplu de realizat un sistem optic cu $P_i/f' = 1$, corectat de aberațiile de sfericitate, coma, cromatism și curbură de cîmp, pentru $s' = \infty$ (fig. 5.1). Din teoria aberațiilor se cunoaște că un astfel de sistem se poate corecta foarte greu fiind necesari foarte mulți parametri constructivi.

Din acest motiv numărul lentilelor este foarte mare, sistemul rezultă gros și oglinda $O_g$ nu poate fi montată (fig. 5.1, *a*). Dacă, însă se alege schema unui dublet alcătuit dintr-o lentilă divergentă $L_d$ situată în focarul obiect al lentilei convergente $L_c$ de tip Fresnel, cele două lentile avînd puteri egale

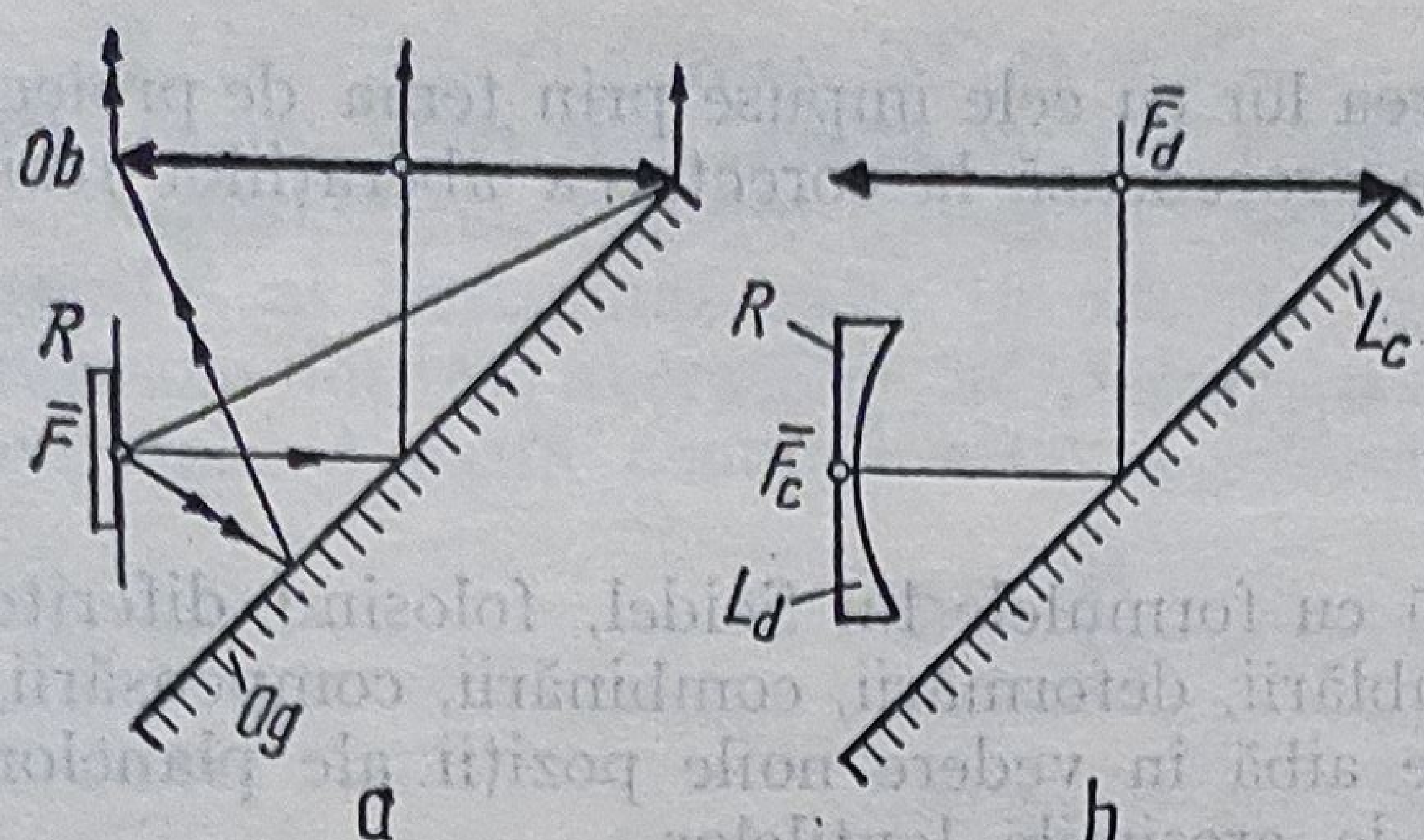



Fig. 5.1. Dublet corectat de aberațiile de sfericitate, coma și curbă de cîmp, executat din două lentile Fresnel.

și de semne contrare (fig. 5.1, *b*), și se folosește o radiație monocromatică, sistemul satisface toate condițiile formulate mai sus.

Un sistem alcătuit din grupuri infinit subțiri se numește sistem amorf.

## 5.3. Stabilirea materialelor

Alegerea materialelor constituie una dintre cele mai dificile probleme, deoarece trebuie să se țină seama de caracteristicile și proprietățile materialelor precum și de influența diferiților factori asupra acestor materiale, urmărindu-se corectarea aberațiilor cromatice. Totodată, nu trebuie să se neglijeze costul, posibilitatea de obținere, prelucrabilitatea ș.a.

## 5.4. Calculul paraxial

Calculul paraxial se efectuează cu relațiile lui Gauss, valabile pentru un sistem ideal, cu $d = 0$. Se determină: puterile lentilelor și ale ansamblului, pozițiile planelor principale, pozițiile și mărimile diafragmelor, pupilelor și lucarnelor, diametrele, cîmpurilor obiect și imagine.

## 5.5. Calculul analitic

După calculul paraxial se efectuează calculul analitic, deci calculul de proiectare, folosindu-se coeficienții lui Seidel pentru dioptrica de ordinul III, în ipoteza că grosimile $d_i = 0$. În această etapă se determină razele de curbură.

## 5.6. Calculul definitiv

Calculul definitiv înseamnă: determinarea grosimilor, drumuirilor paraxiale obiective și pupilare, drumuirilor trigonometrice, stabilirea valorilor

efective ale aberaţiilor şi compararea lor cu cele impuse prin tema de proiectare. Dacă diferenţele sînt mari se procedează la corectarea aberaţiilor reziduale în trei faze diferite.

### 5.6.1. Corectarea de adaptare

Această corecţie se efectuează cu formulele lui Seidel, folosind diferite metode şi mijloace (metodele dedublării, deformării, combinării, compensării, indicilor mari etc.). Trebuie să se aibă în vedere noile poziţii ale planelor principale şi deplasările cauzate de grosimile lentilelor.

### 5.6.2. Corectarea grosieră

Prin corectarea grosieră se urmăreşte micşorarea tuturor aberaţiilor folosindu-se, spre exemplu, metoda lui Berek.

### 5.6.3. Corectarea fină—optimizarea

Optimizarea reprezintă un procedeu matematic cu ajutorul căruia se poate determina cea mai bună formă constructivă a sistemului optic, astfe încît indicatorii de calitate ai acestuia, adică aberaţiile, să atingă valorile impuse. De regulă se porneşte de la un sistem optic ale cărui date constructive se cunosc şi care este bine corectat de aberaţii în domeniul lui Seidel (corecţia grosieră) şi corectat cu grosimi (corecţia de adaptare). Apoi se efectuează o corecţie fină în care se variază succesiv parametrii constructivi şi se calculează aberaţiile, folosind calculul trigonometric ori vectorial, pînă cînd se ating valorile impuse. Calculul se efectuează cu ajutorul calculatorului electronic, folosind, de regulă, un sistem alcătuit din $m$ aberaţii $f_i$ ca funcţii de $n$ parametri constructivi $p_i$ ($p_i = r, d, e, n, \nu, p, \ldots$), funcţii care trebuie să atingă valorile $f_{i0}$. Prin variaţia parametrilor ($\Delta p_i$) şi determinarea (spre exemplu prin drumuiri spaţiale) variaţiilor aberaţiilor ($\Delta f_i$) se obţine raportul $a_{ij} = \Delta f_i / \Delta p_j$ pentru $1 \leqq i \leqq m$ şi $1 \leqq j \leqq n$. În locul parametrilor $x_i$ ale căror variaţii sînt $p_i = x_j - x_{j0}$, ia naştere sistemul de ecuaţii pentru reprezentarea aberaţiilor în forma $f_i = f_{i0} + \sum_{j=1}^{n} a_{ij} p_j$ pentru $1 \leqq i \leqq m$. Coeficienţii variaţiilor $a_{ij}$ pot fi calculaţi ca rapoarte diferenţiale în locul rapoartelor diferenţelor şi deci fiecare ecuaţie a sistemului poate fi considerată ca o dezvoltare în serie Taylor a aberaţiei $f_i$, întreruptă după termenii liniari. Deoarece $m \gtrless n$ şi modelul nu este riguros liniar sistemul se rezolvă extrem de greu. Corectarea aberaţiilor se efectuează în mod iterativ, folosind metode de interpolare potrivite (Newton, Stirling, Bessel, ...).

Fie, spre exemplu, un sistem optic pentru care se fac următoarele notaţii: $x_i$ — parametrii constructivi, $n$ — numărul parametrilor $x_i$, $x$ — vectorul coloană al celor $n$ parametri $x_i$, $\Delta f_j(x)$ — aberaţiile ponderate, $m$ — numărul aberaţiilor ponderate, $\Delta f$ — vectorul coloană al celor $m$ aberaţii ponderate, $\Delta f'_k(x)$ — aberaţii în condiţiile auxiliare, $l$ — numărul aberaţiilor auxiliare, $\Delta f'$ — vectorul coloană al celor $n$ aberaţii auxiliare $\Delta f'_k(x)$, $\Phi(x)$ — funcţii de evaluare (de merit, de calitate);

$\Delta f_j(x) = f_j(x) - f_{j\,tel}$; $\Delta f'(x) = f'_k(x) - f'_{k\,tel}$, în care mărimile $\Delta f_j(x)$, $\Delta f'_k\ (x)$ și $\Phi(x)$ sînt funcții de cei $n$ parametrii $x_i$ ai sistemului.

Optimizarea calculului constă în variația programată a parametrilor constructivi ai sistemului optic în așa fel încît să fie atins, pe cale iterativă, valoarea dorită a aberațiilor, adică funcția de merit $\Phi$ trebuie să ia o valoare extremă. Această condiție este satisfăcută atunci cînd:

$$\Phi = \sum_{j=1}^{m} \Delta f_j^2(x) = \Delta f^T \Delta f, \tag{5.1}$$

$$\Delta f'_k(x) \leqq 0 \text{ sau } \Delta f'_k(x) = 0. \tag{5.2}$$

Funcția de comandă poate fi scrisă în forma generală

$$\psi = \Phi + \lambda_0 \Delta x^T \Delta x + \lambda^T \Delta f', \tag{5.3}$$

în care $\lambda_0$ este factorul de amortizare (valoare scalară pozitivă), $\lambda$ — vectorul coloană al celor $l$ multiplicatori Lagrange $\lambda_k$, $\Delta x$ — vectorul coloană al celor $n$ variații $\Delta x_i$ ale parametrilor sistemului optic.

Pentru găsirea minimului funcției de comandă $\psi$ trebuie rezolvat sistemul de ecuații cu derivatele parțiale de ordinul I al funcției de comandă:

$$\partial\psi/\partial x_i = \partial\psi/\partial\lambda_k = 0\,;\ i = 1, 2, \ldots, n\,;\ k = 1,2 \ldots l. \tag{5.4}$$

Variațiile $\Delta x$ ale parametrilor și multiplicatorii $\lambda_i$ pot fi determinați numai dacă sistemul de ecuații este liniar. Factorul de amortizare $\lambda_0$ trebuie să fie mare pentru valori $\Delta x$ mici și mic pentru valori $\Delta x$ mari. Cu acestea se poate scrie:

$$\Phi = \Phi_0 + \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_i}\right)_0 \Delta x_i + \frac{1}{2} \sum_{i_1=1}^{n} \sum_{i_2=1}^{n} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_{i1} \partial x_{i2}}\right)_0 \Delta x_{i1} \Delta x_{i2} + \ldots; \tag{5.5}$$

$$\Delta f_j = (\Delta f_j)_0 + \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial f_j}{\partial x_i}\right)_0 \Delta x_i + \ldots \text{ (aproximația liniară)}; \tag{5.6}$$

$$\Delta f_j = (\Delta f_j)_0 + \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial f_j}{\partial x_i}\right)_0 \Delta x_i + \frac{1}{2} \sum_{i_1=1}^{n} \sum_{i_2=1}^{n} \left(\frac{\partial^2 f_j}{\partial x_{i1} \partial x_{i2}}\right)_0 \Delta x_{i1}\, x_{i2} + \ldots \text{ (aproximația pătratică)} \tag{5.7}$$

$$\Delta f'_k = (\Delta f'_k)_0 + \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial f'_k}{\partial x_i}\right)_0 \Delta x_i + \ldots \tag{5.8}$$

Se preferă rezolvarea matricială:

$$\Phi = \Phi_0 + 2G_0^T \Delta X + \Delta X^T L_0 \Delta X, \tag{5.9}$$

$$\Delta f = \Delta f_0 + A_0 \Delta X, \tag{5.10}$$

$$\Delta f = \Delta f_0 + A_0 \Delta X + \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \Delta X^T & (B_1)_0 & \Delta X \\ \Delta X^T & (B_2)_0 & \Delta X \\ \Delta X^T & (B_3)_0 & \Delta X \\ \vdots & \vdots & \vdots \end{vmatrix} \tag{5.11}$$

$$\Delta f' = \Delta f'_0 + A'_0 \Delta X. \tag{5.12}$$

Pentru $\Phi = \Delta f^T \Delta f$ se obține: $G_0 = A_0^T \Delta f_0$, (5.13)

$$L_0 = A_0^T A_0; \tag{5.14}$$

$$L_0 = A_0^T A_0 + Bf_0, \tag{5.15}$$

în care $2G_0$ este vectorul coloană al celor $n$ derivate parțiale liniare $(\partial\Phi/\partial x_i)_0$, adică gradientul funcției $\Phi$; $2L_0$ — matricea a $n^2$ derivate parțiale patratice $(\partial^2\Phi/\partial x_1 \partial x_{i2})_0$; $A_0$ — matricea celor $mn$ derivate parțiale liniare $(\partial f_i/\partial x_i)_0$; $(B_j)_0$ — matricea simetrică a $n^2$ derivate parțiale pătratice $(\partial^2 f_i/\partial x_{i1}\partial x_{i2})_0$; $A_0'$ — matricea celor $l \cdot n$ derivate parțiale liniare $(\partial f_k'/\partial x_i)_0$; $Bf_0$ — matricea celor $n^2$ elemente ale derivatelor parțiale $(\partial^2 f_i/\partial x_{i1}\partial x_{i2})_0$ și ale celor $n$ derivate parțiale pătratice $(\partial^2\Phi/\partial x_{i1}\partial x_{i2})_0$; $(B_{i1\,i2})_0$ — matricea celor m derivate parțiale pătratice $(\partial^2 f_i/\partial x_{i1}\partial x_{i2})_0$.

Cu aceastea, funcția de comandă $\psi$ poate fi scrisă sub forma:

$$\psi = (\Phi_0 + 2G_0^T \Delta X + \Delta X^T L_0 \Delta X) + \lambda_0 \Delta X^T \Delta X + \lambda^T(\Delta f_0' + A_0' \Delta X) \tag{5.16}$$

În cazul unei aproximații liniare se poate scrie:

$$\Phi = \Delta f^T \Delta f; \tag{5.17}$$

$$\Delta f = \Delta f_0 + A_0 \Delta X. \tag{5.18}$$

Notînd cu $E$ — matricea unitate, matricea diagonală este $P = \lambda_0 E$.

Pînă acum s-au folosit următoarele metode de corecție:

— *Metoda celor mai mici pătrate* $(m \geqq n)$: $\psi = \Phi$; $\Delta X = -L_0^{-1} G_0$. (5.19)

— *Metoda celor mai mici pătrate amortizate* $(m \geqq n)$: $\psi = \Phi + \lambda_0 \Delta X^T \Delta X$;

$$\Delta X = -(L_0 + P)^{-1} G_0. \tag{5.20}$$

Pentru $\lambda_0 = 0$ metoda se reduce la metoda nr. 1, iar pentru $\lambda = -\infty$ coincide cu metoda gradientului $(\Delta x = -G_0/\lambda_0)$.

— *Metoda celor mai mici pătrate cu luarea în considerare a condițiilor liniare* $(1 \leqq n;\ m \geqq n)$: $\psi = \Phi + \lambda^T \Delta f'$;

$$\Delta X = -L_0^{-1}[G_0 + A_0'^T (A_0' L_0^{-1} A_0'^T)^{-1} (\Delta f_0' - A_0' L_0^{-1} G_0)]. \tag{5.21}$$

— *Metoda minimizării pasului cu luarea în considerație a condițiilor auxiliare* $(l \leqq n)$: $\psi = \lambda_0\ \Delta X^T \Delta X + \lambda^T \Delta f'$;

$$\Delta X = -A_0'^T (A_0' A_0'^T)^{-1} \Delta f_0'. \tag{5.22}$$

— *Metoda celor mai mici pătrate amortizate cu luarea în considerație a condițiilor auxiliare liniare* $(l \leqq n)$: $\psi = \Phi + \lambda_0 \Delta X^T \Delta X + \lambda^T \Delta f'$;

$$\Delta X = -(L_0 + P)^{-1} \{G_0 + A_0'^T [A_0'(L_0 + P)^{-1} A_0'^T]^{-1} [\Delta f_0' - A_0'(L_0 + P)^{-1} G_0]\}. \tag{5.23}$$

— *Metoda liniară* $(m = n)$: $\Delta X = -A_0^{-1} \Delta f_0$. (5.24)

— *Metoda gradientului :* $\psi = \Phi + \lambda_0 \Delta X^T \Delta X$; $\Delta X = -G_0/\lambda_0$; $\Phi = \Delta f^T \Delta f$;

$$\Delta f = (\Delta f_1, \Delta f_2, \ldots, \Delta f_m)^T ; \lambda_0 = G_0^T A_0^T A_0 G_0 / G_0^T G_0. \quad (5.25)$$

*Metoda gradientului cu luarea în considerație a condițiilor auxiliare liniare* ($l \leq n$). Metoda reprezintă cazul particular al metodei nr. 5, cînd $\lambda_0$ ia o valoare extremă. Vectorul coloană $\Delta X$ devine:

$$\Delta X = -\frac{1}{\lambda_0}\{[E - A_0'^T(A_0'A_0'^T)^{-1}A_0']G_0 + \lambda_0 A_0'^T(A_0'A_0'^T)^{-1}\Delta f_0'\} \quad (5.26)$$

Datorită unui minim ori maxim local, calculul stagnează chiar și atunci cînd sînt anulate derivatele parțiale. Tipul punctului staționar depinde de punctul inițial $x_0$ și de forma funcției $\Phi$ în spațiul $n$ — dimensional din jurul punctului $x_0$. Metodele 1, 2, 3, 5, 7 și 8 nu permit ieșirea din acest punct, iar metodele nr. 4 și 6 reprezintă cazuri speciale.

În acest caz, tipul punctului staționar rezultă numai din (5.19), (5.20), (5.25):

$$[(L_L + P)^{-1} - \mu_i E]\,(\Delta x)_i = 0, \quad (5.27)$$

precum și din (5.21), (5.23) și (5.26):

$$((L_L + P)^{-1}\{E - A_L'^T[A_L'(L_L + P)^{-1}A_L'^T]^{-1}A_L'(L_L + P)^{-1}\}\,\mu_i E)\,(\Delta X_i) = 0, \quad (5.28)$$

în care $\mu_i$ și $(\Delta x)_i$ sînt respectiv valorile și soluțiile proprii. Dacă toate valorile $\mu_i$ sînt pozitive, există un minimum; cînd toate valorile $\mu_i$ sînt negative apare un maximum local. Pentru diferite semne $\pm\,\mu_i$ există o șa.

Valorile $\mu_i$ se obțin dacă se determină în prealabil matricea $L_L$ din funcția de merit $\Phi$ și factorul de amortizare $\lambda_0$ nu are valori prea mari.

Vectorii $\pm\,(\Delta x)_i$ au valori pozitive atunci cînd $\Phi$ crește pentru $\Delta f' = 0$ și negative în caz contrar.

Pînă în prezent au fost folosite toate metodele. S-a impus însă metoda celor mai mici pătrate amortizate.

În ultimii ani au apărut mai multe lucrări în care se prezintă rezultatele excepționale obținute cu o metodă nouă, numită „adaptivă".

— *Metoda adaptivă.* Metoda adaptivă se bazează pe ideea că aberațiile independente una de alta pot fi corectate independent, cu condiția ca numărul lor să fie egal cu numărul parametrilor liberi. Se menționează că sînt constratate ca aberații $f_i$ și valorile impuse inițial pentru anumiți parametri constructivi.

La început se alege un număr de $n$ aberații $f_i$ ($i = 1, 2, \ldots n$) care depind de $m$ parametri $x_1, x_2, \ldots x_m$ (curburi, distanțe $e$, grosimi $d, n, \nu, p, p', \ldots$). Domeniul valorilor unor parametri este limitat, iar aberațiile nu pot fi anulate toate. De aceea, se urmărește realizarea unui compromis care constă în faptul că aberațiile $f_i$ trebuie să atingă valorile țintă $f_i^s$ ($i = 1, 2, 3, \ldots, n$). Cu alte cuvinte, se caută noi valori ale parametrilor $x_1^s, x_2^s, \ldots, x_m^s$ care conduc la valorile $f_i^s$ care se modifică mereu în timpul corecției.

Scrise în formă matricială, aberațiile formează vectorul $m$ — dimensional $f$, valorile lor țintă alcătuiesc vectorul $f_s$, valorile aberațiilor pentru

sistemul de referință (de pornire) reprezintă vectorul $f_0$, iar primele derivate parțiale formează matricea variațiilor $U$ și $n$ linii și m coloane. În acest caz, dezvoltarea în serie Taylor dă: $f = f_0 + Ur + \dots$

Problema ce trebuie rezolvată constă în găsirea valorilor parametrilor $r$ care permit obținerea valorilor dorite $f$ ale aberațiilor:

$$f_s = f_0 + Ur. \tag{5.29}$$

Programul pentru comanda adaptivă este astfel alcătuit încît la început se corectează puține aberații ca apoi, pe parcurs, să fie corectate din ce în ce mai multe pînă cînd $n = m$. În timpul calculului numărul parametrilor liberi $m$ devine din ce în ce mai mic, deoarece valorile lor sînt limitate. Așadar, se admite că $m < n$ și că toți parametri au ponderi egale.

Dependența aberațiilor $f_i$ de parametrii $x_i$ nu este cunoscută explicit, dar pot fi calculate valorile lor pentru sistemul de pornire și primele derivate parțiale, folosind doar primii termeni din dezvoltarea în serie Taylor în jurul sistemului de pornire:

$$f_i(x_1, \dots, x_m) = f_i(x_1^0, \dots, x_m^0) + \sum_{j=1}^{m} \frac{\partial f_i}{\partial x_j}(x_j - x_j^0) + \dots \tag{5.30}$$

Mai departe se pune condiția auxiliară:

$$r^T r + \lambda^T(Ur + f_0 - f_s) = \text{minim}, \tag{5.31}$$

în care $r^T$ este matricea transpusă și $\lambda$ — multiplicatorul Lagrange ($\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$). Anulînd derivata în raport cu $r$ se obține:

$$2r + U^T\lambda = 0. \tag{5.32}$$

Din ecuațiile (5.29) și (5.32) rezultă: $r = -\frac{1}{2} U^T\lambda$;

$f_s - f_0 = -\frac{1}{2} UU^T\lambda$; $\lambda = -2(UU^T)^{-1}(f_s - f_0)$ cu soluția

$$r = U^T(UU^T)^{-1}(f_s - f_0). \tag{5.33}$$

La început se calculează matricea soluție $U^T(UU^T)^{-1}$ în care nu intră $f_s$. La sfîrșit se găsește $r$ pentru diferite diferențe $(f_s - f_0)$. Această matrice a soluțiilor permite atingerea valorilor alese $f_s$ și stabilirea aberațiilor care se corectează greu.

Se calculează variația parametrului $r$, eventual se determină noi valori pentru aberații. Sistemul îmbunătățit reprezintă un sistem de pornire nou și programul comandă un nou ciclu. Aceste cicluri se repetă pînă cînd se ating valorile $f_s$, adică pînă cînd $UU^T = 0$, fapt posibil pentru $m > n$.

După mai multe încercări, s-au obținut rezultate bune cu metoda celor mai mici pătrate amortizate, construind funcția de comandă (5.3) sub forma

$$\psi = \sum_{j=1}^{m} (p_i \delta f_i)^2 + \lambda_0^2 \sum_{j=1}^{n} \Delta x_j^2. \tag{5.34}$$

în care $p_i$ este ponderea și $\lambda_0$ factorul de amortizare.

Dacă $\lambda_0$ este prea mare, pasul iterației este prea mic și convergența este nesatisfăcătoare; cînd $\lambda_0$ are valoare mică, pasul este prea mare, se depă-

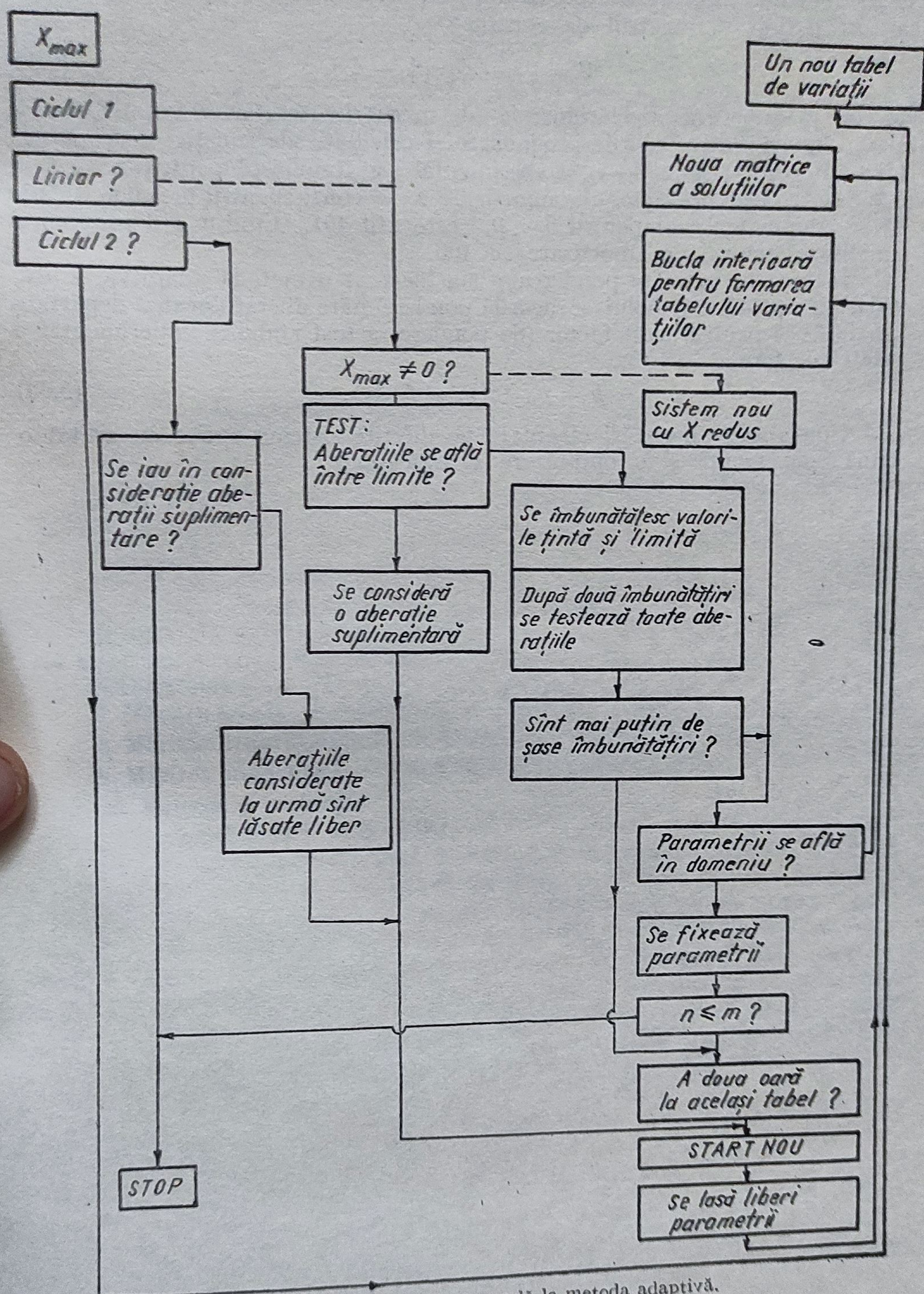



Fig. 5.2. Schema de comandă la metoda adaptivă.

șește domeniul liniar și soluțiile se înrăutățesc. Pentru a controla acest factor a fost definit parametrul de control

$$\theta = (\psi - \psi_1)/(\psi - \psi_2), \tag{5.35}$$

în care $\psi$ este funcția de comandă (de merit) la iterația $(j)$ impusă, iar $\psi_1$ și $\psi_2$ sînt respectiv valorile prognozate și calculate ale funcției de comandă la iterația anterioară $(j-1)$. Experimental s-a stabilit că pentru $0{,}5 < \theta < 0{,}9$ este necesar un factor de amortizare $\lambda_0 = \text{const}$, pentru $\theta > 0{,}9$ trebuie să se adopte $\lambda_0/2$, iar pentru $\theta < 0{,}5$ este util $10\lambda_0$. Cînd $\theta < 0$ programul amplifică factorul de amortizare cu 100.

În ceea ce privește ponderea $p$ s-a încercat o metodă adaptivă, adică, chiar în timpul calculului se acordă pondere mare aberațiilor mai depărtate de țintă. Și pentru acest factor (de pondere) a fost stabilită experimental o relație de forma

$$p = p_0 + (f_s - f_0)\,\mathrm{tg}\alpha. \tag{5.36}$$

Numeroasele încercări efectuate pe diferite sisteme optice au arătat o bună convergență și o optimizare satisfăcătoare.

# 6.

# Aparate optice fundamentale

## 6.1. Caracteristicile generale

1. Distanța focală: a) aplanetică $f' = \overline{H'F'} = H/\sin\sigma'$; b) paraxială: $f' = \overline{H'F'} = H/\mathrm{tg}\sigma'$.
2. Diametrul pupilei de intrare: $P_i$
3. Deschiderea relativă: $\Omega = P_i/f'$.
4. Numărul de deschidere: $N = f'/P_i = 1/\Omega$.
5. Apertura (deschiderea numerică): $A = n \sin\sigma$; pentru $s = -\infty \rightarrow A = \Omega/2$; $s \neq -\infty \rightarrow A = \Omega/2(1 + 1/|\beta|)$.
6. Claritatea $Cl = k\Omega^2 = k(P_i/f')^2 = k/N^2$.
7. Mărirea axială: $\alpha = dz'/dz = -\bar{f}f'/z^2 = -z'^2/\bar{f}f'$.
8. Mărirea transversală $\beta' = dy'/dy = y'/y = -\bar{f}/z = -z'/f'$.
9. Mărirea unghiulară $\gamma = \mathrm{tg}\sigma'/\mathrm{tg}\sigma = +\bar{f}/z' = +z/f'$.
10. Puterea $\varphi' = \mathrm{tg}\sigma_p'/y$.
11. Grosismentul $\Gamma = \mathrm{tg}\sigma_p'/\mathrm{tg}\sigma_p$.
12. Cîmpul liniar: a) obiect = diametrul lucarnei de intrare $L_i = 2y$; b) imagine = diametrul diafragmei de cîmp $D_c = 2y'$.
13. Cîmpul unghiular: a) obiect: unghiul dintre razele pupilare principale în planul meridian din spațiul obiect: $2\sigma_p$; b) imagine: unghiul dintre razele pupilare principale în planul meridian din spațiul imagine: $2\sigma_p'$.
14. Rezoluția $R = 1/d$ (linii duble/1 mm), în care $d$ este distanța dintre două linii sau puncte ce mai pot fi percepute distinct. Această distanță depinde de stadiul de corectare a aberațiilor, de fenomenul de difracție, de contrast etc. a) rezoluția ochiului la distanța optimă a vederii clare: $R_0 = 1/d = 1/250\ \mathrm{tg}\ 1' = 1/250 \cdot 3 \cdot 10^{-4} = 1/0{,}075 = 13{,}3$ linii mm; b) rezoluția dată de fenomenul de difracție: $R_d = 1/d = A/0{,}61\lambda$ sau $R_d = P_i/1{,}22\lambda f' = 1/1{,}22\lambda N$.
15. Contrastul $K = (I_{max} - I_{min})/(I_{max} + I_{min})$.
16. Periscopicitatea $P$ = distanța dintre axele pupilelor de intrare și de ieșire, în mm.
17. Plasticitatea (puterea stereoscopică) specifică $p_{sp} = B/B_0$ și plasticitatea totală $P_t = P_{sp}\Gamma = B\Gamma/B_0$.

## 6.2. Lupe

Lupa formează imagini drepte, mărite și virtuale. Montura lupei constituie diafragmă de cîmp $D_c$, iar pupila ochiului este diafragma de deschidere $D_a$ și pupilă de ieșire $P_e$ (fig. 6.1).

*Grosismentul* $\Gamma = \text{tg}\,\sigma'_p/\text{tg}\,\sigma_p = (y'/D_L)/(y/D_0) = \frac{y'}{z'-z'_p}\cdot\frac{250}{y} = \frac{z'}{f'}\cdot\frac{250}{z'-z'_p} =$

$= \frac{250}{f'}\,\frac{z}{z'-z'_p}$.

Pentru $z' = \infty$, rezultă $\Gamma = 250/f'$. Cînd $z'_p = 0$, $\Gamma = 250/f'$. Dacă $z'_p = -f'$, $\Gamma = 1 + 250/f'$.

Lupa de măsurare trebuie să fie telecentrică ($z'_p = 0$, $z = 0$ și $D_a$ în focarul imagine). Diametrul lupei $D_u = 2y - P_e$.

*Puterea* $\varphi' = \text{tg}\,\sigma'_p/y = \frac{y'}{z'-z'_p}\cdot\frac{1}{y} = \frac{z'}{f'}\cdot\frac{1}{z'-z'_p}$.

Pentru $z' = 0$ rezultă $\varphi' = 1/f'$. Între obiect și imagine există relația:

$$1/a' - 1/a = 1/f' \text{ (lupa în aer).}$$

În fig. 6.2 sînt reprezentate cîteva lupe corectate de anumite aberații. Lupa *e* este lipsită de distorsiune pentru $2y' = 1{,}6 \cdot 2y$; se folosește pentru scări gradate. Lupa din fig. *g* este corectată de cromatism, coma și distorsiune. Calculul se efectuează punînd condițiile de putere, acromazie, stigmatism etc. (v. calculul simpletelor, dubletelor și tripletelor).

Lupele simple trebuie să fie de cea mai bună formă (v. §15.2). Se preferă lupele Fresnel care, fiind asferice, sînt corectate de aberațiile de sfericitate (v. §3.1.6).

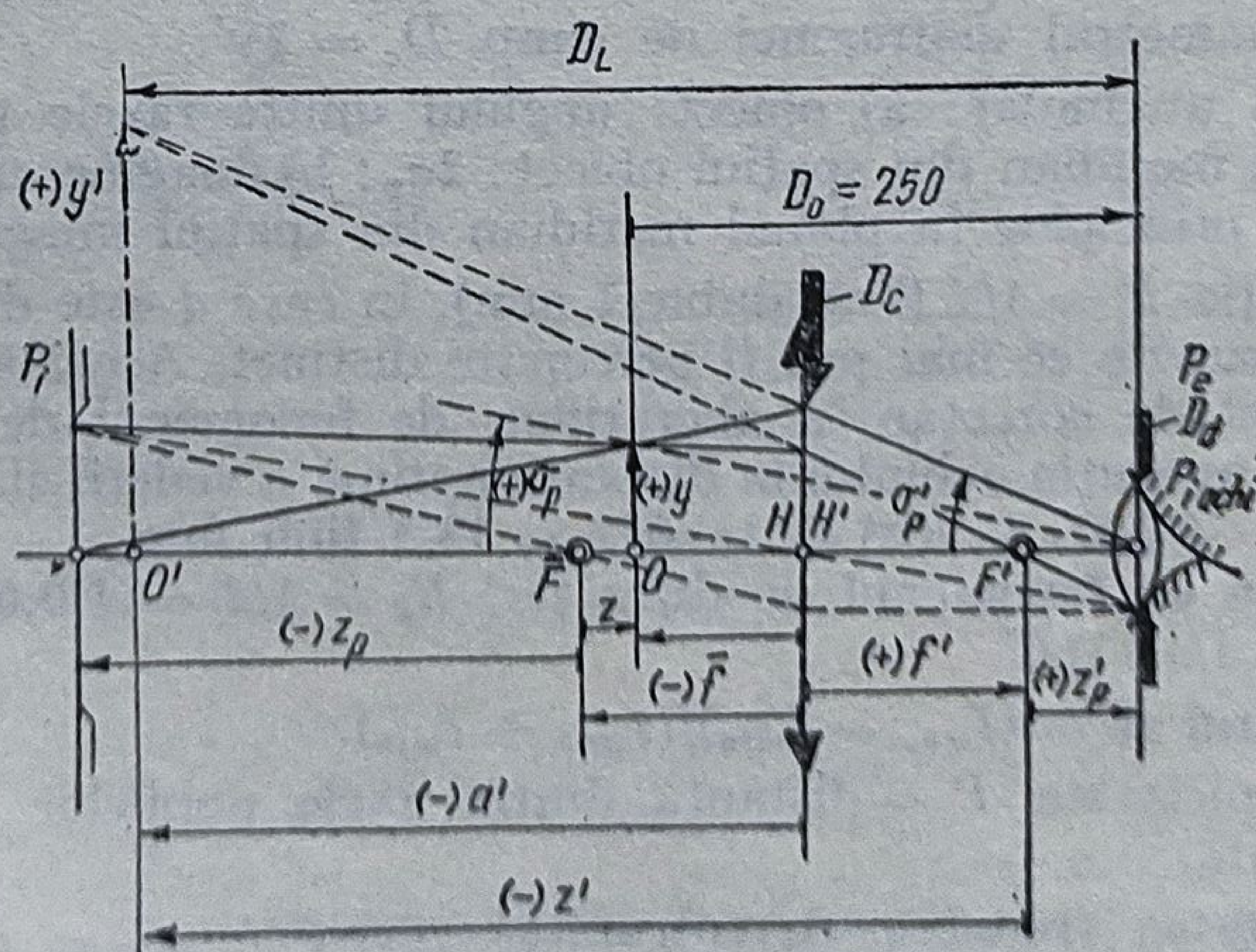



Fig. 6.1. Lupa.

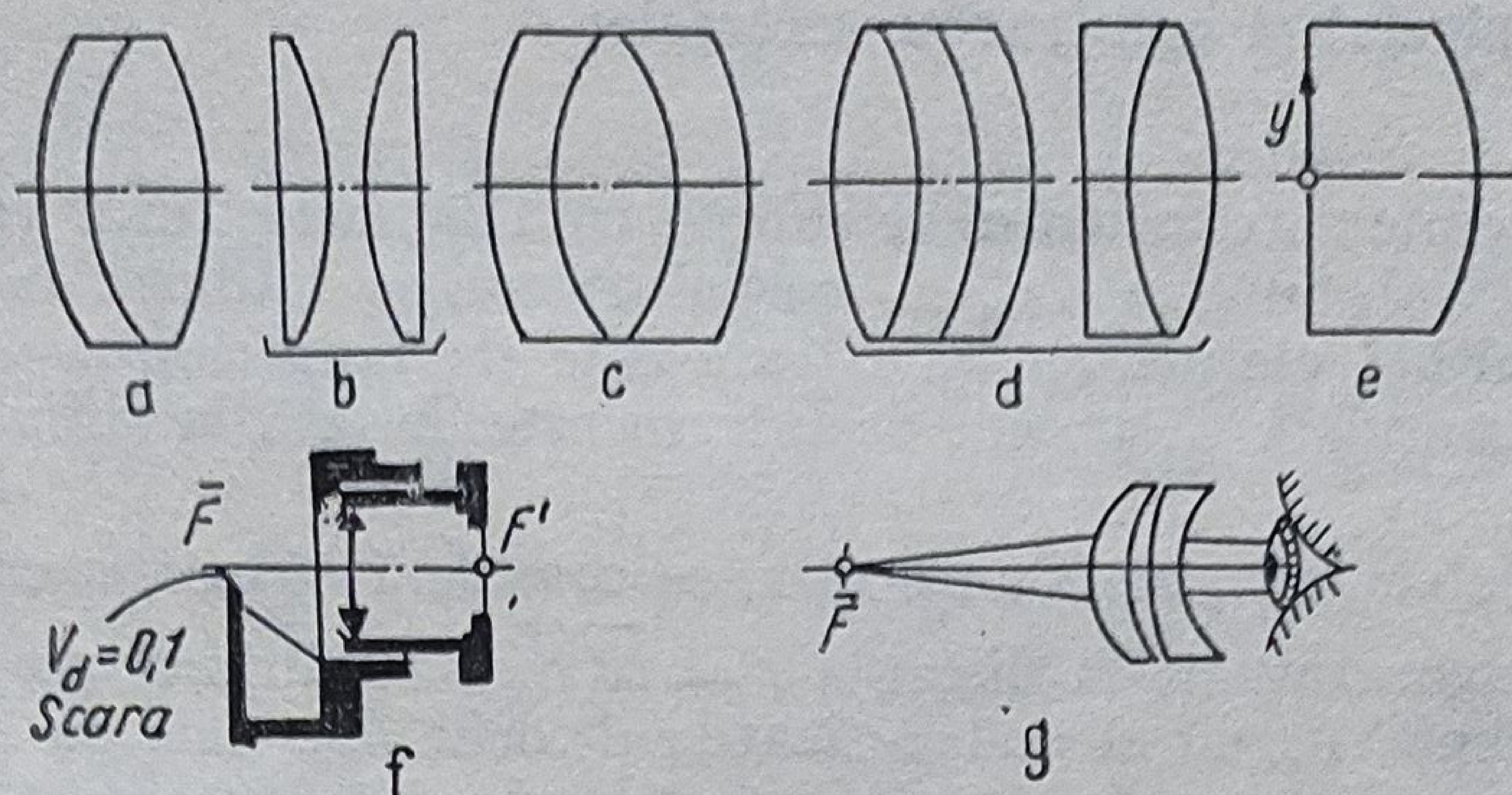



Fig. 6.2. Lupe tip:
*a* — acromatică; *b* — Fraunhofer; *c* — Stainheil; *d* — anastigmatică; *e* — Visolet; *f* — telecentrică; *g* — Verant.

## 6.3. Oculare

Ocularul este un sistem optic telecentric în spațiul imagine, care funcționează ca o lupă cu obiectul situat în planul focal obiect sau imediat după acesta.

### 6.3.1. Caracteristicile ocularului

Principalele caracteristici ale ocularelor sînt: distanța focală $f'_{0c}$; grosismentul $\Gamma = 250/f'_{0c}$ (se gravează pe montura ocularului); cîmpul unghiular $2\sigma'_p$; cimpul obiect $2y_{0c}=N_{oc}$ (în mm); abscisa pupilei de ieșire $p'$ și poziția planului focal obiect ($s_F$).

### 6.3.2. Clasificarea ocularelor

a. *După acțiunea optică:* 1) convergente ori pozitive ($f' > 0$) și 2) divergente sau negative ($f'_{0c} < 0$).

b. *După complexitate:* 1) simplete, 2) dublete; 3) triplete etc.

c. *După starea de corecție:* 1) generale (simbolizate cu $A$ sau $P$), folosite cu obiective acromate slabe; 2) ortoscopice (cu distorsiune mică); 3) periplanetice (cu distorsiunea corectată complet); 4) de compensație (sau diferența cromatică de mărire egală și de semn contrar celei a obiectivelor acromate, apocromate, plan-acromate, plan-apocromate), simbolizate cu $C$ sau $PK$.

d. *După mărimea cîmpului unghiular* $2\sigma'_p$: 1) cu cîmp mic ($2\sigma'_p < 25°$); 2) normale ($2\sigma'_p = 25 \ldots 45°$); 3) cu cîmp mare ($2\sigma'_p = 50 - 70°$) și 4) cu cîmp foarte mare ($2\sigma'_p > 70°$).

e. *După mărimea abscisei imagine:* 1) cu abscisa imagine $s' = \infty$ (caracteristica principală este $\Gamma = 250/f'_{0c}$) și 2) cu abscisa imagine finită $s' \neq \infty$ (caracteristica principală este $\beta'_{0c}$), folosite pentru proiecția pe ecran.

f. *După mărimea cîmpului obiect:* 1) normale ($2y_{0c} < 20$ mm) și 2) cu cîmp mare ($2y_{0c} = 28 - 30$ mm).

### 6.3.3. Calculul și construcția ocularelor

Pentru proiectare, ocularul se rotește cu 180°, astfel încît razele paralele cu $s = -\infty$, sub unghiul $2\sigma'_p$ în spațiul obiect, se întîlnesc în planul focal imagine, limitînd cîmpul imagine (care este de fapt cîmpul ocular $2y_{0c}$). Așadar, se consideră că pupila de intrare este situată la infinit, în spațiul obiect.

Oricît de complex ar fi un ocular, se consideră că acesta este constituit din două sisteme situate la distanța $e = \overrightarrow{H_1' H_2} > 0$. Primul grup reprezintă „lentila de cîmp" $L_c$, iar al doilea „lentila de ochi" $L_0$. Cele cu focala $f'_{0c} > 0$ pot fi reduse la cele de tip Ramsden (fig. 6.3), iar cele cu focala $f'_{0c} < 0$ la cele de tip Huygens (fig. 6.4), cu deosebirea că lentilele $L_c$ și $L_0$ pot fi simplete, dublete, triplete etc.

Numeroase tipuri de oculare, cu elementele lor constructive, sînt date în [20] și [21]. Tot acolo se indică metodologia de proiectare a două tipuri de oculare Ramsden și Huygens.

În fig. 6.5 sînt redate cîteva tipuri de oculare care stau la baza numeroaselor construcții cunoscute. Ocularele care derivă din tipul Ramsden se folosesc pentru interpolatoare.

### 6.3.4. Monturi pentru oculare

Monturile pentru oculare pot fi grupate în: monturi pentru microscoape de laborator și monturi pentru microscoape de poziționare, de măsurare și aparate afocale.

a. *Monturi pentru oculare de microscoape de cercetare*. Orice montură de ocular din această grupă (fig. 6.6, *a*) conține cel puțin următoarele elemente esențiale: tubul ocular $T_0$; cu diametrul exterior standardizat, montura cu lentila de cîmp $L_c$, montura cu lentila de ochi $L_0$, diafragma de cîmp $D_c$, montată în planul focal obiect ($\bar{F}_0$) al lentilei de ochi $L_0$ și inelul $I$ de sprijin al ocularului, inel care asigură distanța $L = const$ de la capătul superior al tubului microscopului $T_M$ pînă la planul focal obiect al ocularului $\bar{F}_{0c}$, plan în care se formează imaginea dată de sistemele optice situate anterior ocularului. Inelul poate face parte comună fie cu montura $L_0$, fie cu tubul $T_0$.

Dacă ocularul este de tip Huygens și este folosit la măsurare, atunci el conține și un reticul situat în planul diafragmei de cîmp, (care este chiar montura reticulului), iar montura lentilei de ochi se poate deplasa de-a lungul axei optice. Cîteva soluții constructive sînt redate în fig. 6.6.

Pe partea frontală superioară a monturii se gravează grosismentul sub forma unui număr urmat de X (exemplu: 5X; 7X; 10X) și o literă sau un grup de litere prin care se indică starea de corectare $A$ — fără diferența cromatică de mărire; $AK$ — compensatoare $m_f$ — de proiecție etc.

Ocularul Ramsden
$f_1' : e : f_2' = 1:1:1$ ; $e = a$ ;
$\Gamma = 250/f'$ ; $f' = a$ ; $\Delta = -a$

Ocularul Ramsden
$f_1' : e : f_2' = 3:2:3$
$\Gamma = 250/f'$ ; $f' = 9a/4$ ;
$e = 2a$ ; $\Delta = -4a$

Fig. 6.3. Oculare de tip Ramsden:
$a - f_1 : e : f_2 : 1 : 1 : 1$; $b - f_1 : e : f_2 = 3 : 2 : 3$.

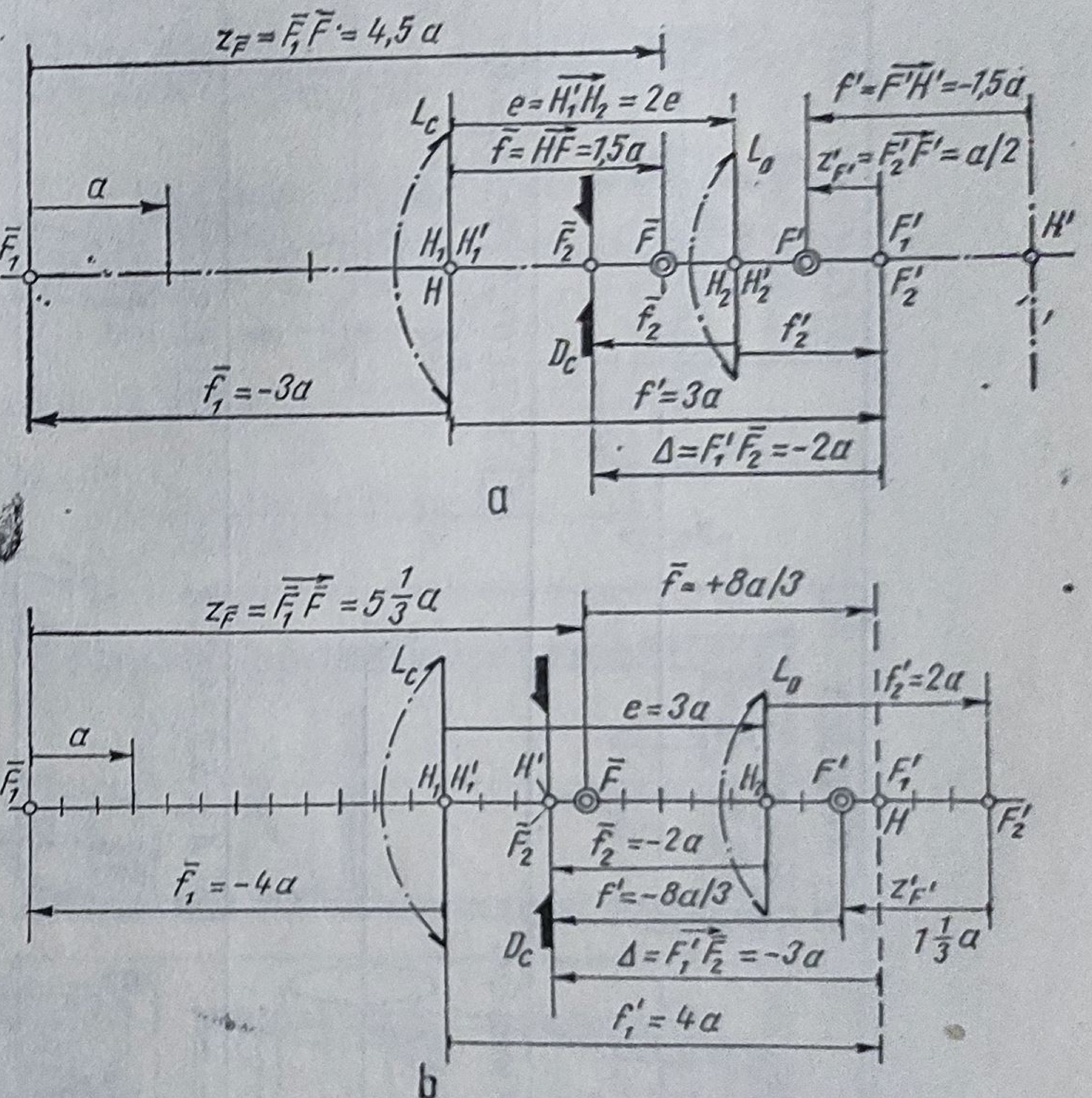



Fig. 6.4. Oculare de tip Huygens:
$a - f_1 : e : f_2 = 3 : 2 : 1$; $b - f_1 : e : f_2 = 4 ; 3 : 2$

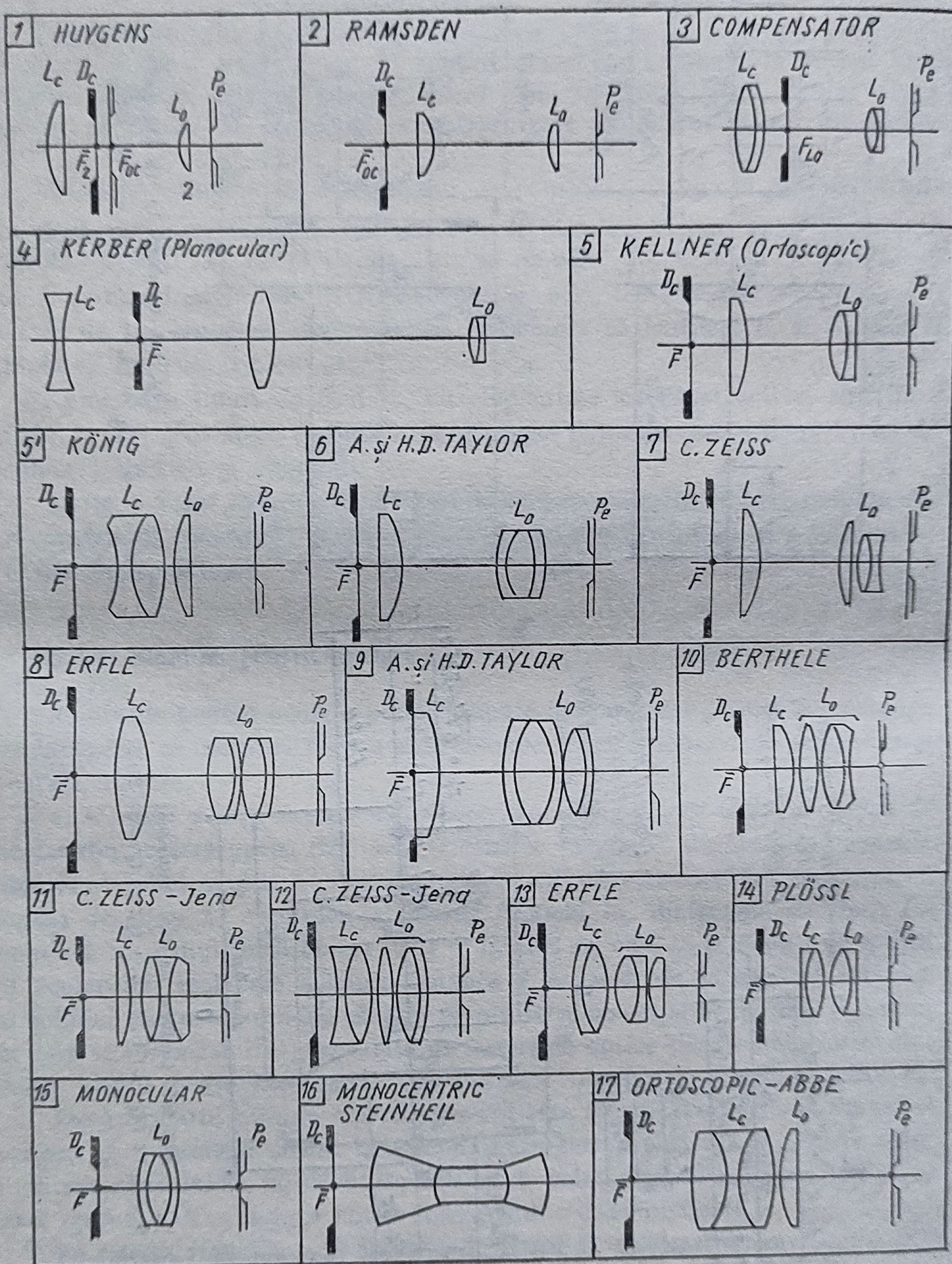



Fig. 6.5. Tipuri de oculare.

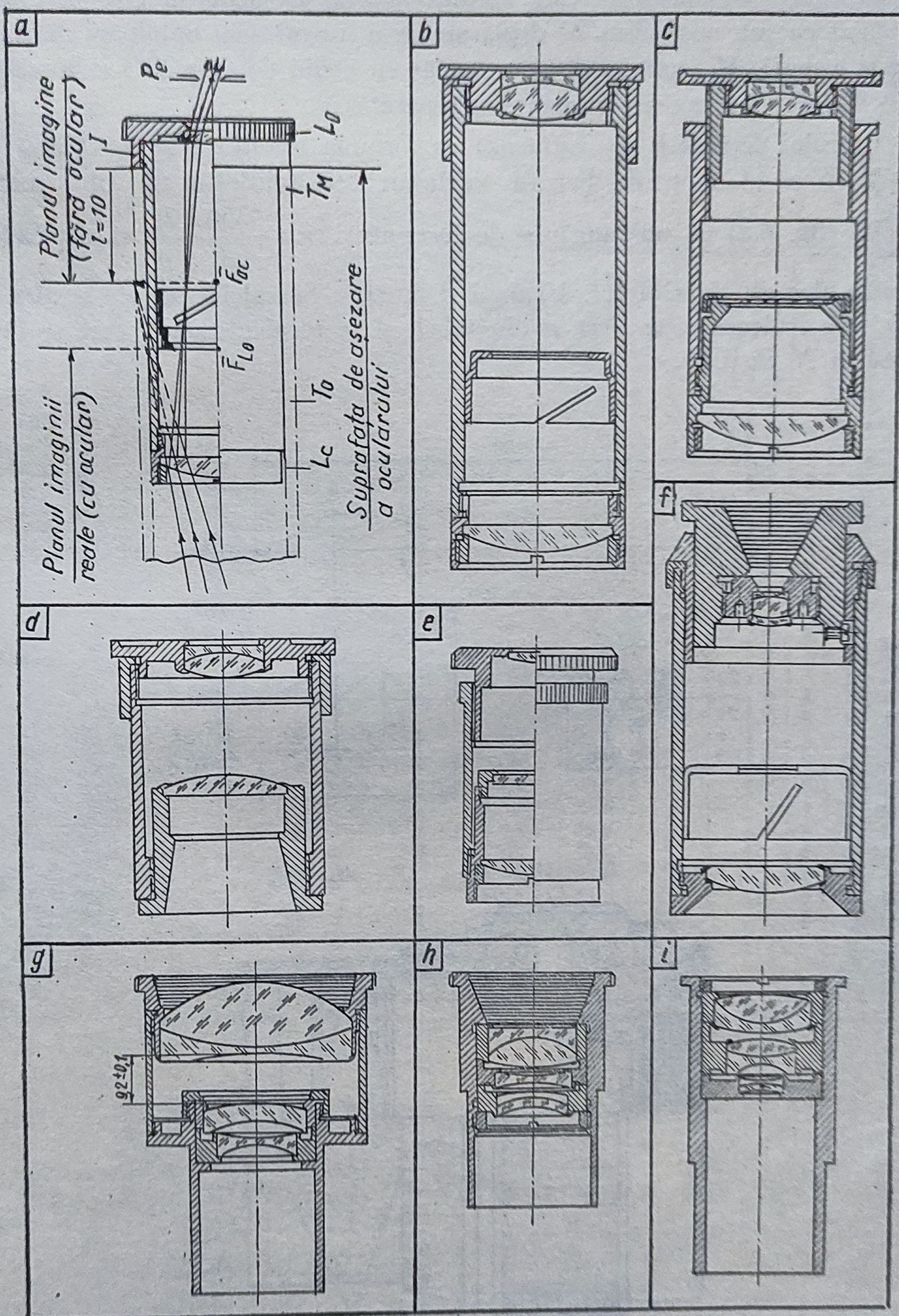



Fig. 6.6. Monturi pentru oculare de microscop.

b. *Monturi pentru oculare de aparate afocale și microscoape de măsurare.* La mijloacele de măsurare este absolut necesar ca ocularul (fig. 6.7) să fie prevăzut cu: un mecanism de deplasare de-a lungul axei optice cu mărimea $\pm z$ și o mufă $M_d$, terminată la un capăt cu inelul de dioptrii $I$ și la celălalt cu o vizieră (din aceeași bucată sau separată).

Calculul deplasării se efectuează cu formula încadrată în fig. 6.7, *a*. De regulă, $N = 14$ dioptrii. Pentru deplasare, se folosește un filet metric special (fig. 6.8) cu un număr $n$ de începuturi $n = \frac{360}{A} \cdot \frac{2z}{p}$ și cu pasul $p$, care se aleg din tabelul 6.1. Unghiul $A < 315°$. Se calculează $z$, se aleg $A$ și $p$, se calculează $n$, se alege $n$ din tabel, și se recalculeauă $A$, care se divizează în $N$ părți.

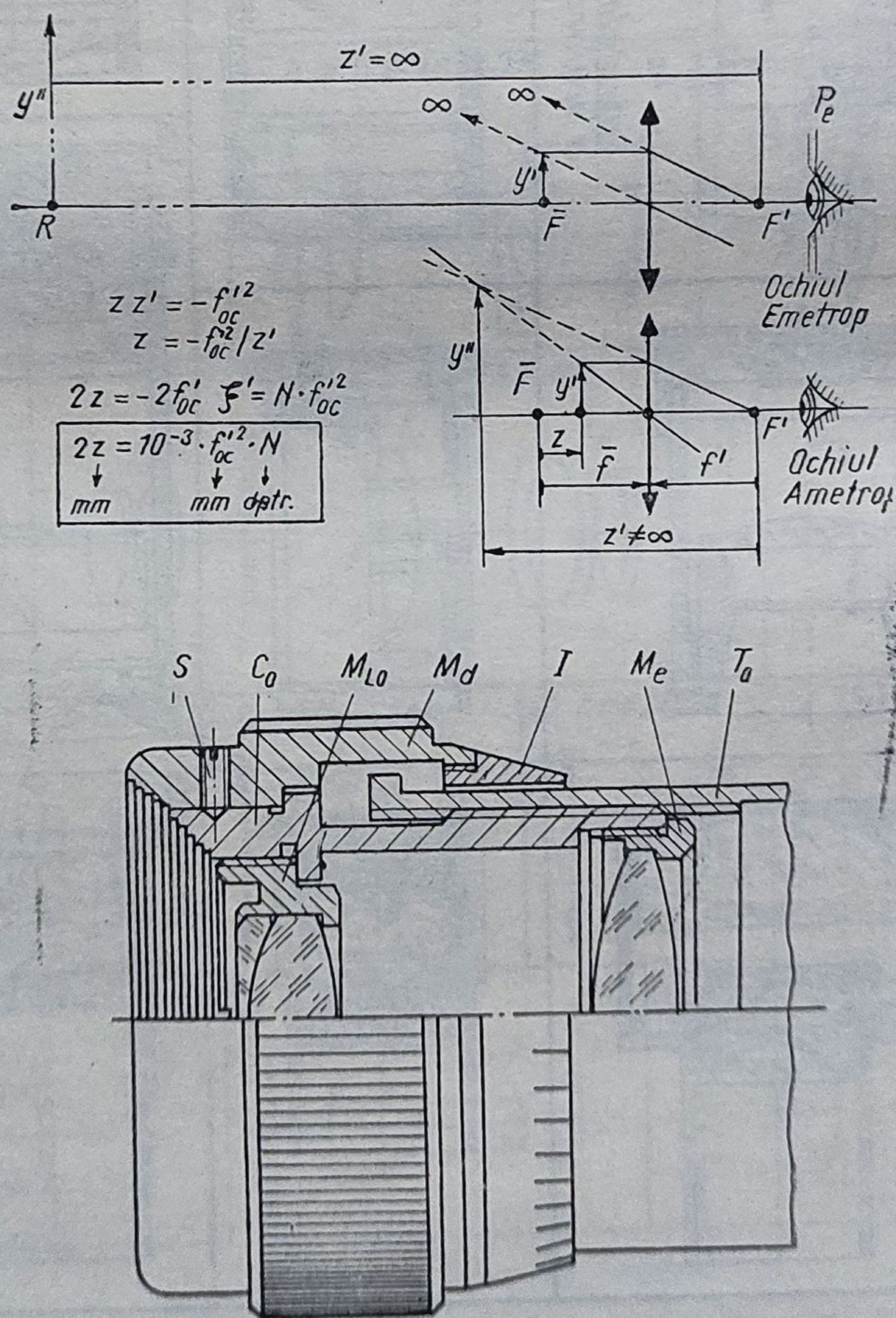



Fig. 6.7. Dispozitivul cu dioptrii.

*Tabelul 6.1* **Dispozitivul cu dioptrii. Dimensiuni în mm**

| Șurub – Diametrul filetului: Diametrul exterior $d_0$ | Șurub – Diametrul filetului: Diametrul interior $d_1$ | Șurub și piuliță: diametrul mediu $d_m$ | Șurub și piuliță: pasul filetului $p$ | Înălțimea filetului $t_1 = t'_1$ | Înălțimea utilă $t'_2$ | Jocul $z = z'$ | Lățimea la vîrf $m = m'$ | Piulița – Diametrul filetului: Diametrul exterior $d'_0$ | Piulița – Diametrul filetului: Diametrul interior $d'_1$ | Numărul de începuturi $n$ | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 10 | 8,8 | 9,45 | 1,5 | 0,6 | 0,55 | 0,05 | 0,38 | 10,1 | 8,9 | 1 | 2 | 4 | | | | | |
| 12 | 10,8 | 11,45 | | | | | | 12,1 | 10,9 | 1 | 2 | 4 | | | | | |
| 14 | 12,8 | 13,45 | | | | | | 14,1 | 12,9 | 1 | 2 | 4 | | | | | |
| 16 | 14,8 | 15,45 | | | | | | 16,1 | 14,9 | 1 | 2 | 4 | 6 | | | | |
| 18 | 16,8 | 17,45 | | | | | | 18,1 | 16,9 | 1 | 2 | 4 | 6 | | | | |
| 20 | 18,8 | 19,45 | | | | | | 20,1 | 18,9 | 1 | 2 | 4 | 6 | | | | |
| 22 | 20,8 | 21,45 | | | | | | 22,1 | 20,9 | | 2 | 4 | 6 | 8 | | | |
| 24 | 22,8 | 23,45 | | | | | | 24,1 | 22,9 | | 2 | 4 | 6 | 8 | | | |
| 26 | 24,8 | 25,45 | | | | | | 26,1 | 24,9 | | | 4 | 6 | 8 | 12 | | |
| 28 | 26,8 | 27,45 | | | | | | 28,1 | 26,9 | | | 4 | 6 | 8 | 12 | | |
| 30 | 28,8 | 29,45 | | | | | | 30,1 | 28,9 | | | 4 | 6 | 8 | 12 | | |
| 32 | 30,8 | 31,45 | | | | | | 32,1 | 30,9 | | | 4 | 6 | 8 | 12 | | |
| 34 | 32,8 | 33,45 | | | | | | 34,1 | 32,9 | | | 4 | 6 | 8 | 12 | | |
| 36 | 34,8 | 35,45 | | | | | | 36,1 | 34,9 | | | 4 | 6 | 8 | 12 | | |
| 38 | 36,8 | 37,45 | 2 | 0,75 | 0,7 | 0,05 | 0,54 | 38,1 | 36,6 | | | 4 | 6 | 8 | 12 | | |
| 40 | 38,5 | 39,3 | | | | | | 40,1 | 38,6 | | | | 6 | 8 | 12 | 16 | |
| 42 | 40,5 | 41,3 | | | | | | 42,1 | 40,6 | | | | 6 | 8 | 12 | 16 | |
| 44 | 42,5 | 43,3 | | | | | | 44,1 | 42,6 | | | | 6 | 8 | 12 | 16 | |
| 46 | 44,5 | 45,3 | | | | | | 46,1 | 44,6 | | | | 6 | 8 | 12 | 16 | |
| 48 | 46,5 | 47,3 | | | | | | 48,1 | 46,6 | | | | 6 | 8 | 12 | 16 | |
| 50 | 48,5 | 49,3 | | | | | | 50,1 | 48,6 | | | | 6 | 8 | 12 | 16 | |
| 52 | 50,5 | 51,3 | | | | | | 52,1 | 50,6 | | | | 6 | 8 | 12 | 16 | |
| 55 | 53,5 | 54,3 | | | | | | 55,1 | 53,6 | | | | 6 | 8 | 12 | 16 | |
| 58 | 56,5 | 57,3 | | | | | | 58,1 | 56,6 | | | | | 8 | 12 | 16 | 20 |
| 60 | 58,5 | 59,3 | | | | | | 60,1 | 58,6 | | | | | 8 | 12 | 16 | 20 |
| 62 | 60,5 | 61,3 | | | | | | 62,1 | 60,6 | | | | | 8 | 12 | 16 | 20 |
| 65 | 63,5 | 64,3 | | | | | | 65,2 | 63,6 | | | | | 8 | 12 | 16 | 20 |
| 68 | 66,5 | 67,3 | | | | | | 68,1 | 66,6 | | | | | 8 | 12 | 16 | 22 |
| 70 | 68,5 | 69,3 | | | | | | 70,1 | 68,6 | | | | | 8 | 12 | 16 | 20 |
| 75 | 73,5 | 74,3 | | | | | | 75,1 | 73,6 | | | | | | 12 | 16 | 20 |
| 80 | 78,5 | 79,3 | | | | | | 80,1 | 78,6 | | | | | | 12 | 16 | 20 |

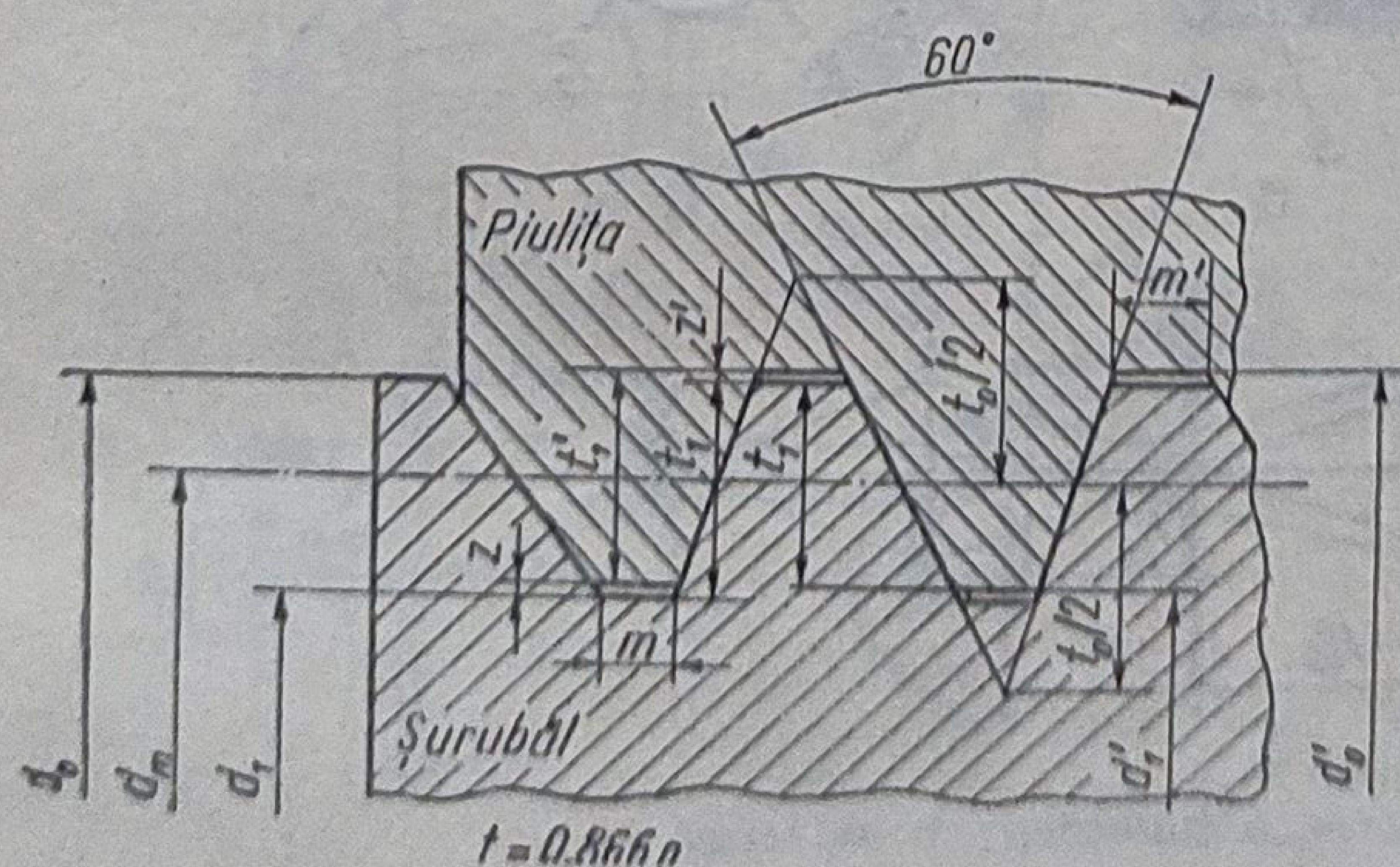



Fig. 6.8. Elementele filetului dispozitivului cu dioptrii.

## 6.4. Dinametre

Dinametrul este un aparat optic pentru măsurarea mărimii și poziției pupilei de ieșire a unui alt aparat optic. Dinametrul Ramsden (fig. 6.9, *a*), folosit pentru pupile reale, este alcătuit din tubul $T_1$ cu talpa de sprijin pe montura ocularului măsurandului, tubul $T_2$ cu reticulul $R$ și scara gradată $S$ și ocularul telecentric $O_c$. Măsurarea diametrului pupilei se efectuează cu reticulul, iar abscisa acesteia pe scara $S$.

Măsurarea pupilelor virtuale se efectuează cu dinametrul Czapski (fig. 6.9, *b*), aparat care de fapt, este un microscop.

## 6.5. Aparate de iluminare

Pentru iluminarea obiectelor situate la diferite distanțe mari ori pentru semnalizarea poziției unui sistem în repaus sau de mișcare, se folosesc diferite mijloace, numite mai departe aparate de iluminare.

### 6.5.1. Lămpi de birou

Se cunosc numeroase forme constructive de lămpi pentru iluminarea locală a locului de muncă, dar acestea prezintă neajunsul că o parte însemnată din fluxul luminos emis de sursă nu este folosit. Soluția din fig. 6.10 [107] înlătură acest neajuns, avînd și numeroase alte avantaje (forma simplă, cantitate de material minimă, reglarea poziției etc.).

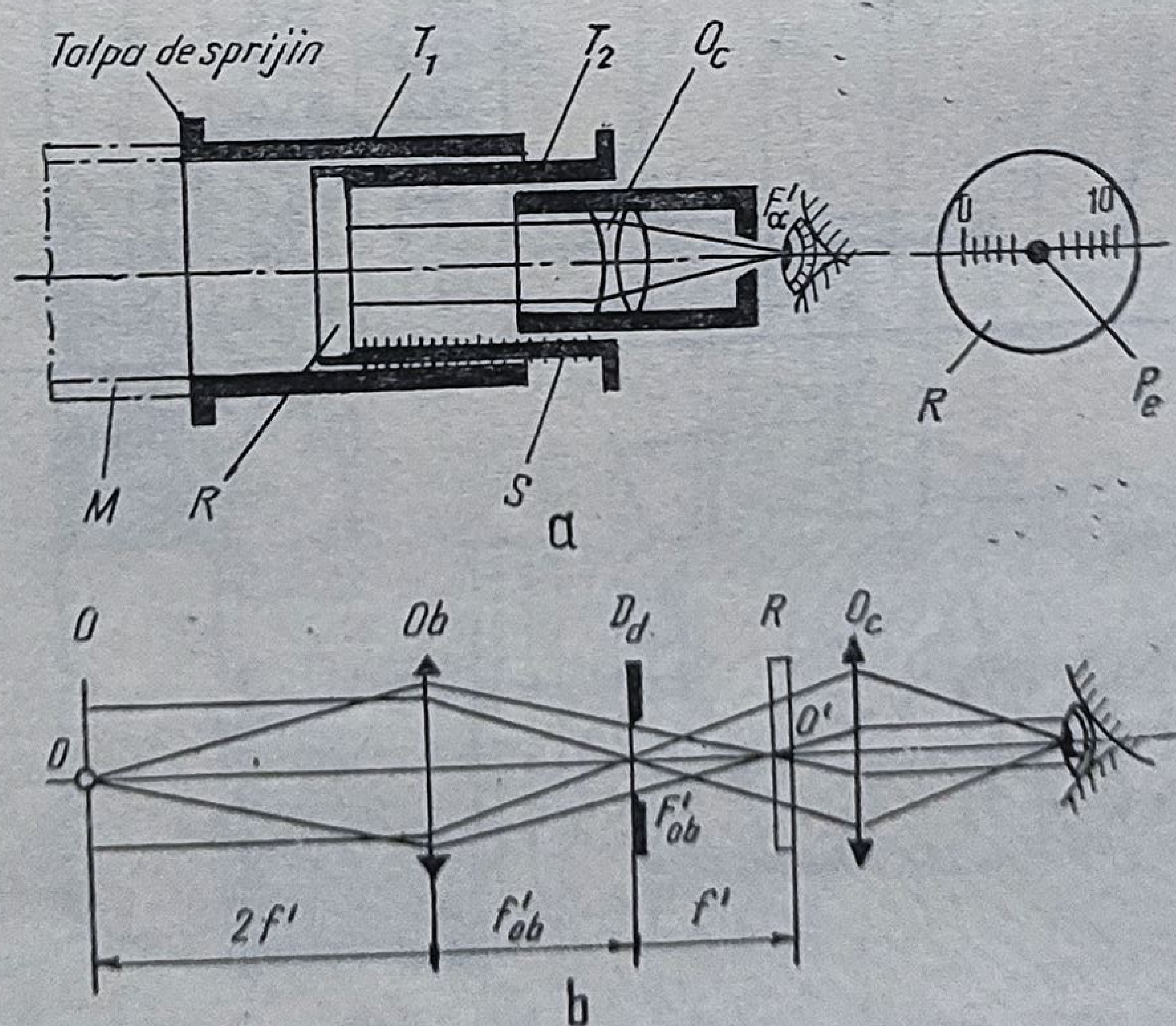



Fig. 6.9. Dinametre. a Ramsden; b universal.

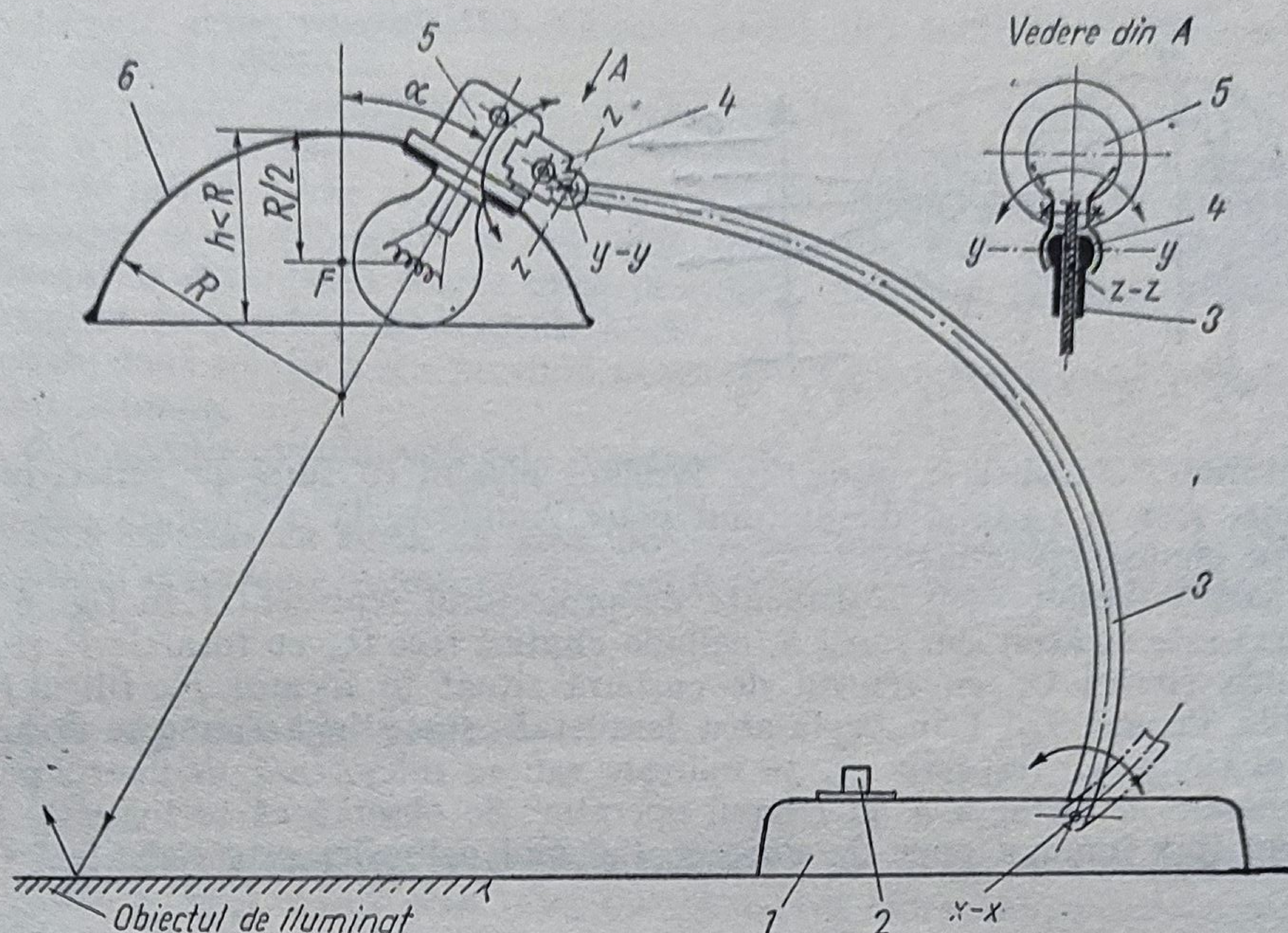



Fig. 6.10. Lampă de birou cu caracteristici superioare.

### 6.5.2. Proiectoare

La iluminarea obiectelor situate la distanțe relativ mari se folosesc aparate alcătuite din următoarele elemente: sursa, sistemul optic, filtrul de radiații și geamul de protecție. Cele mai reprezentative sisteme optice sînt redate în fig. 6.11. Pentru dublarea fluxului luminos transmis, în fața surselor din fig. 6.11, *a*, *b*, și *c* se introduc oglinzi sferice cu sursa în centrul de curbură.

În construcția lămpilor de operații se folosesc mai multe proiectoare fixate într-o calotă sub un anumit unghi, pentru a realiza efectul scialitic.

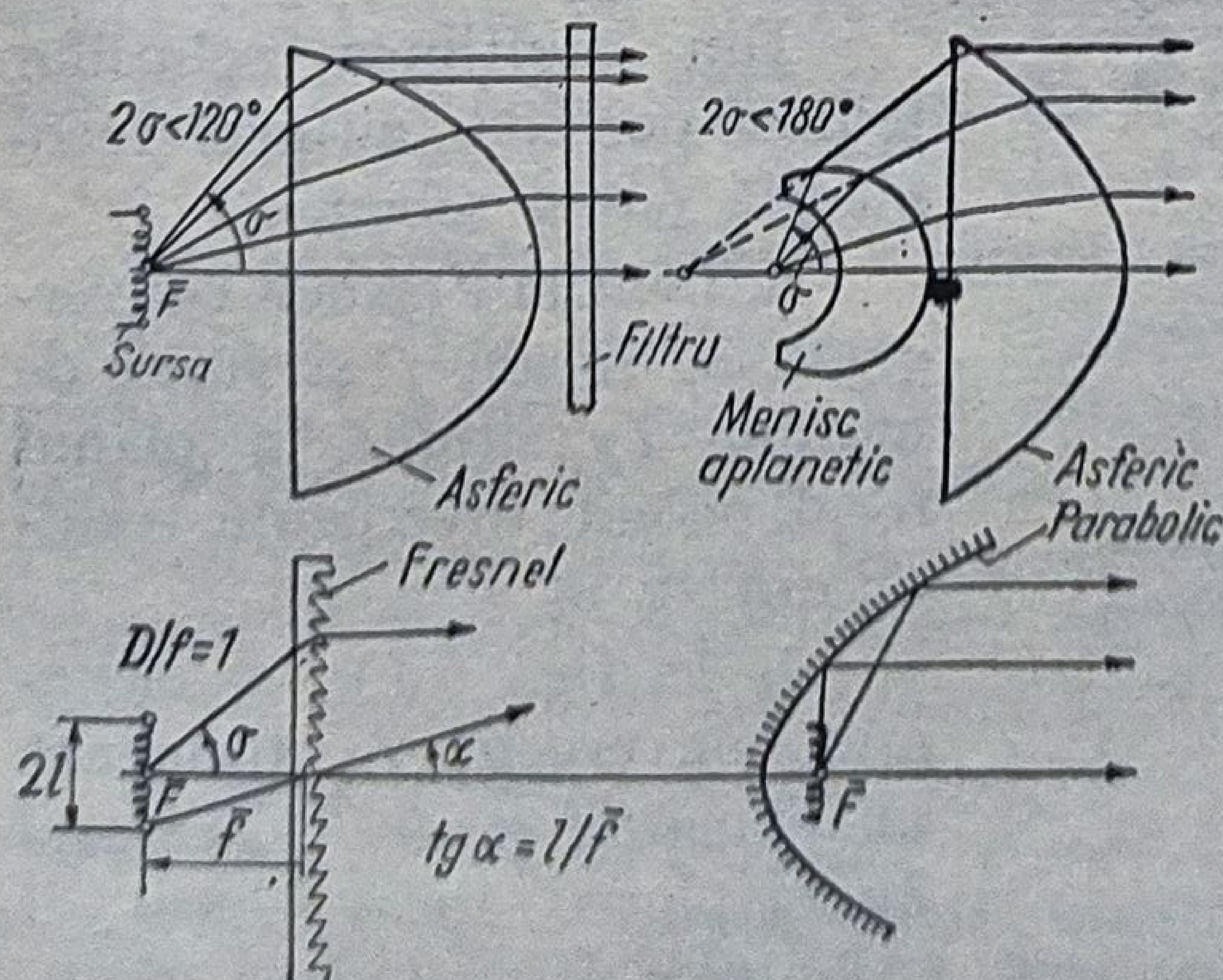



Fig. 6.11. Sisteme optice de semnalizare (pentru proiectoare).

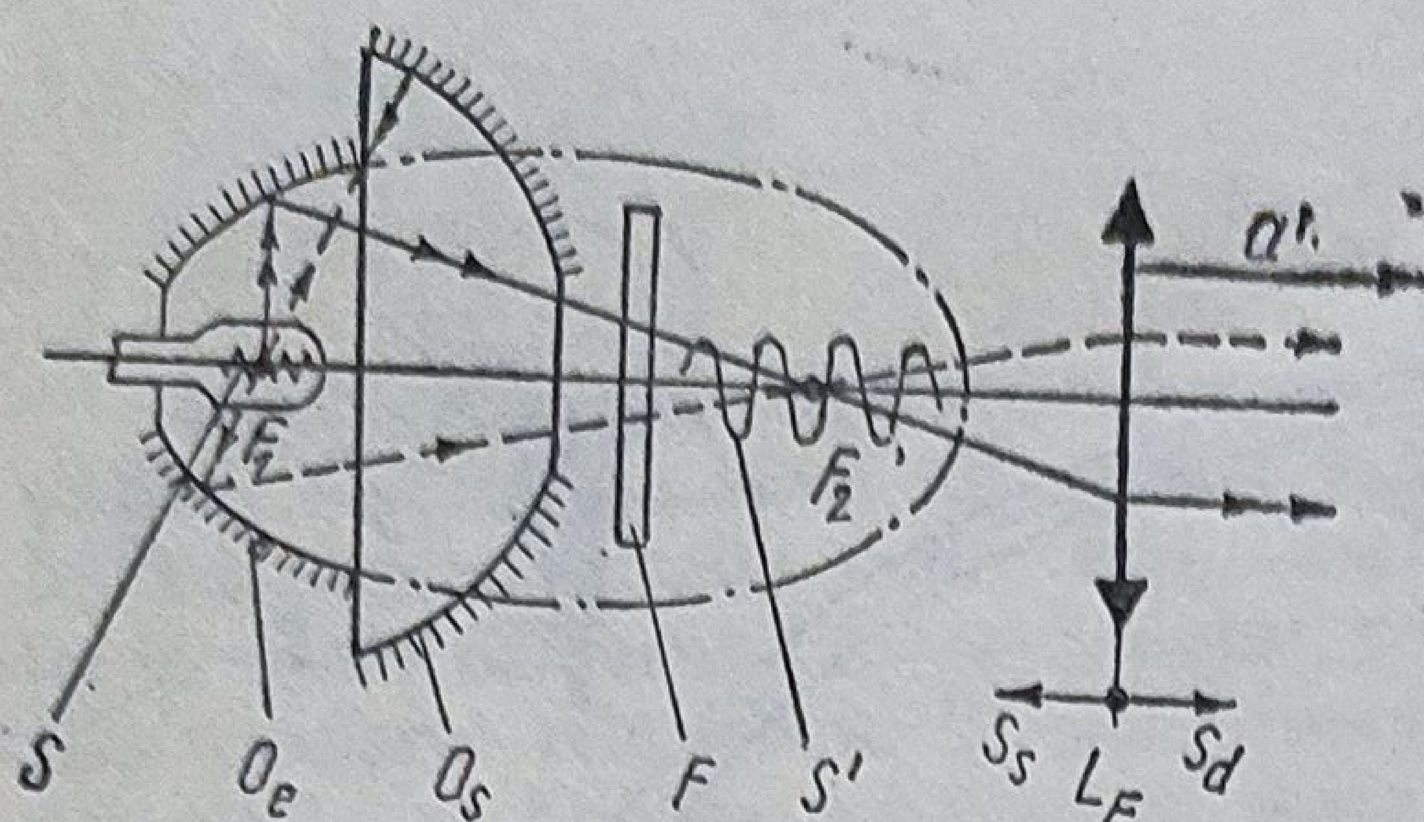



Fig. 6.12. Proiector pentru lămpi de operații.

Se urmărește realizarea unui flux luminos maxim cu surse de puteri mici, lumină rece și variația diametrului petei luminoase la o anumită distanță $a'$ (în cîmpul operator).

Aceste cerințe sînt satisfăcute de proiectorul reprezentat în fig. 6.12. Acesta este alcătuit din sursa $S$, oglinda eliptică rece $O_e$, cu focarele $F_1$ și $F_2$, oglinda sferică $O_s$, cu centrul de curbură situat în focarul $F_1$, filtrul $F$ și lentila Fresnel $L_F$. Prin deplasarea lentilei $L_F$ spre stînga sau spre dreapta cu mărimile $s_s$, respectiv $s_d$, se mărește sau se micșorează diametrul petei luminoase la distanța $a'$ în cîmpul operator. Se observă că se folosește întregul flux luminos emis de sursa $S$. Calculul oglinzilor este redat în § 4.1.

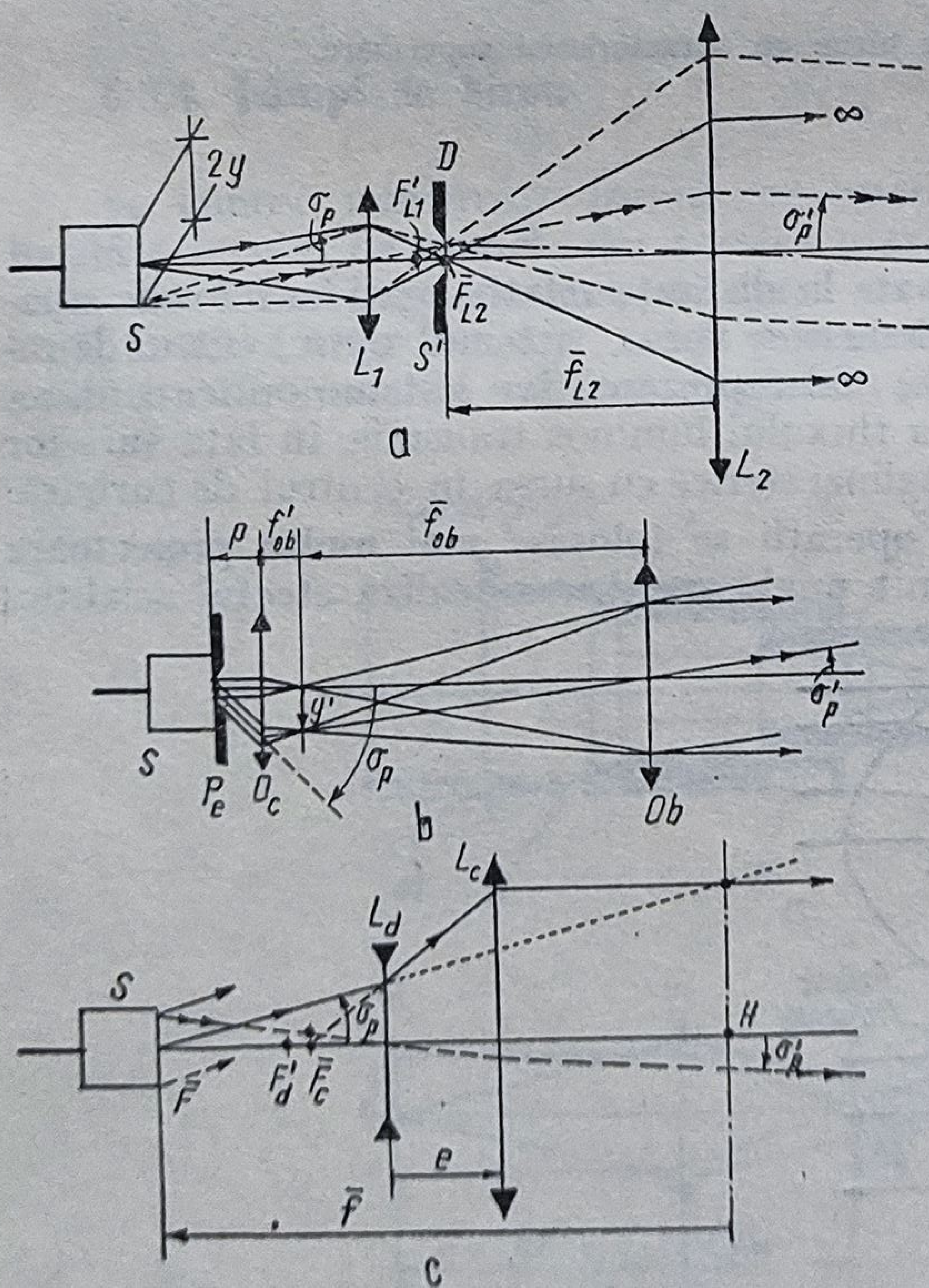



Fig. 6.13. Aparate de emisie cu diode laser.

### 6.5.3. Aparate de emisie și recepție

Pentru diferite scopuri se folosesc aparate de emisie și recepție cu diferite surse de radiații. De regulă, sursele emit fascicule cu divergență relativ mare, iar aparatul trebuie să realizeze o propagare telecentrică în spațiul imagine cu o divergență extrem de mică.

Din mulțimea soluțiilor tehnice posibile, autorul recomandă patru scheme.

a. Lentilă Fresnel convergentă cu focala $f'$ și sursa de mărime $2y$ situată în planul focal obiect; divergența rezultă din $\operatorname{tg} \sigma'_b = y/f'$.

b. În fig. 6.13, *a*, sistemul convergent $L_1$ formează imaginea micșorată $2y'$ a sursei $2y$ în planul focal obiect al sistemului $L_2$, astfel că se ob-

ține $\mathrm{tg}\sigma'_p = y'/f'_{L2}$. Unghiul $2\sigma_p$ trebuie astfel ales încît să se utilizeze tot fluxul emis de sursa $S$.

c. O soluție avantajoasă este și cea din fig. 6.13, *b*, care reprezintă o lunetă Kepler inversată, cu suprafața de emisie în pupila de ieșire, devenită pupilă de intrare. Prin alegerea corespunzătoare a celor două sisteme optice $O_e$ (ocular) și $O_b$ (obiectiv) se folosește divergența sursei (diodei laser) și se realizează o divergență foarte mică la emisie. Aparatul poate fi utilizat și ca lărgitor (expandor) de fascicule laser.

Cele două soluții b și c prezintă neajunsul că aparatele rezultă prea lungi și sînt scumpe.

d. O soluție avantajoasă este reprezentată în fig. 4.13, *c*, care reprezintă un telesistem. Cele două lentile pot fi de tip Fresnel.

Este necesar ca sursa să aibă dimensiuni mici, iar distanța focală a aparatului să fie mare. Aceste condiții pot fi satisfăcute și cu oglinzi (v. §6.9.4).

## 6.6. Aparate de proiecție

Aparatul de proiecție servește la realizarea pe un ecran a imaginii reale și mărite a unui obiect plan. Funcție de natura obiectului, proiecția poate fi *DIA* și *EPI*. Aparatele pentru proiecția *DIA* se numesc diaproiectoare, iar cele pentru proiecția obiectelor opace *EPI* — epiproiectoare. Epidiascopele sînt aparate care conțin ambele moduri de proiecție.

Componentele principale ale unui aparat de proiecție sînt: oglinda $O_g$, sursa $S$, condensorul $K$, dispozitivul $D$ de poziționare a obiectului $O$ (diapozitiv, scară, fotografie etc.), obiectivul de proiecție $O_b$ și ecranul $E$. După dorință, în schemă se mai poate introduce: filtrul $F$ și geamul clar $G$, pentru planarea obiectului.

### 6.6.1. Diaproiectorul

6.6.1.1. *Relații și condiții* (fig. 6.14). $|a'| > |a|$; $|y'| > |y|$; $a' = f'(1+\beta')$; $C = \overline{OO'} = f'(1+\beta')^2/\beta'$; $f' = a/(1+\beta') = a'y/(y'+y)$; $s_k = z + \bar{f}$; $l_s = \overline{S_1S_2}$; $l_s\beta'_k \geqq P_{i\,0b}$; $\beta'_{0b} = s'/s = y'/y = -\bar{f}/z = -z/f' > 1$;

$a' < 6 \cdot 2x'$; $2x'2y' = \beta'^2_{0b} 2x \cdot 2y$; $z < 0$;

$b >$ profunzimea obiect a obiectivului.

6.6.1.2. *Părți constitutive*. a. *Oglinda* este sferică, cu centrul de curbură suprapus, cu centrul sursei. Este realizată din metal sau din sticlă (oglinda rece). Pentru o răcire bună, oglinda poate fi de tip Fresnel (v. § 4.1.13).

Sînt necesare elemente de ajustare a poziției oglinzii, pentru ca imaginea filamentului lămpii să se formeze decalat, în scopul omogenizării sursei și iluminării uniforme a obiectului (fig. 4.15).

b. *Sursa* trebuie să fie astfel aleasă încît la iluminarea ecranului fără film să se asigure o iluminare $E \approx 30$ cd/m². Se folosesc lămpi cu Xenon sau cu halogeni, de diferite puteri (mari) care funcționează la tensiuni mici (24 V) . Pentru $\lambda = 550$ nm, 1 Watt $=$ 690 lm.

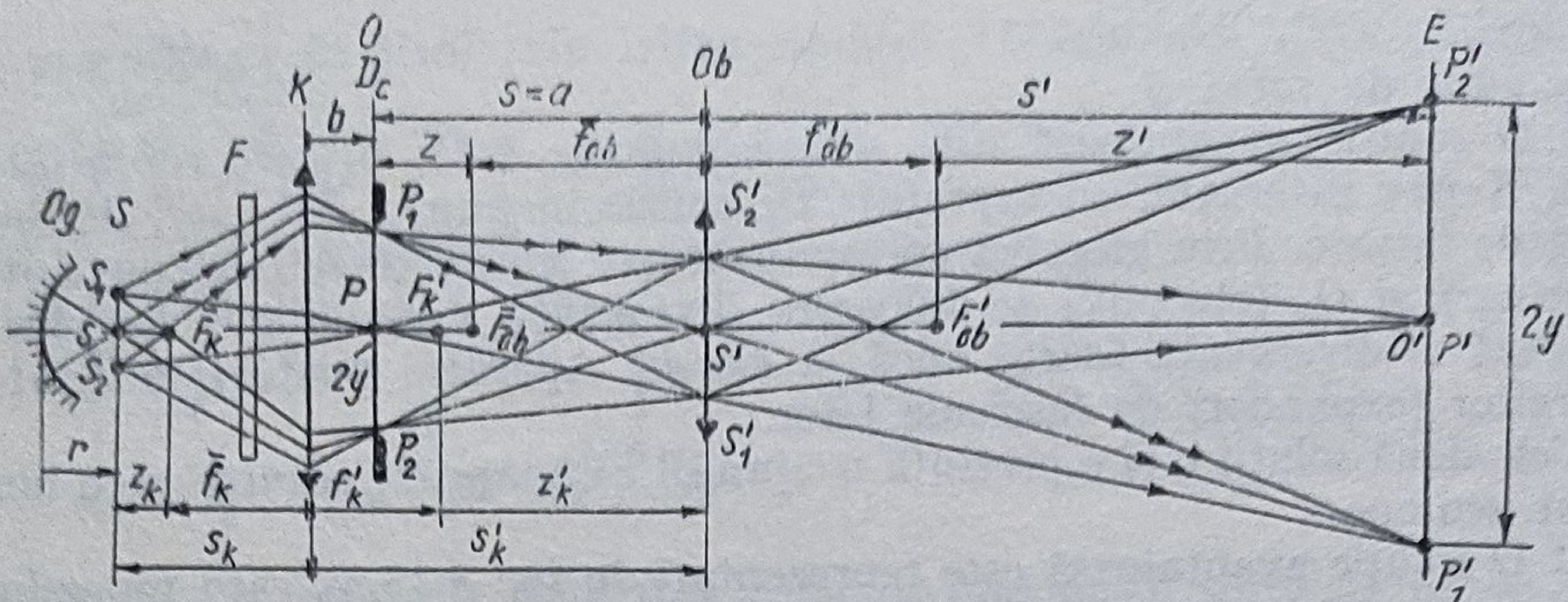


Fig. 6.14. Schema optică a aparatului de proiecție DIA.

c. *Filtrul* este, de regulă, de tip anticaloric situat între sursă și obiect. Se recomandă filtrele de reflexie, deoarece cele de absorbție crapă. Dacă se polisează toate suprafețele, inclusiv fațetele, se evită spargerea filtrului. Sînt necesare monturi elastice, spre exemplu monturi cu lamele elastice.

d. *Condensorul*. Acesta poate fi dioptric sau catoptric (fig.6.16); trebuie ca unghiul de deschidere $2\sigma'_k$ să asigure „umplerea obiectivului", adică $2\sigma'_{pk} = 2\sigma_{0\,ob}$. Pentru proiectare, se consideră condensorul situat invers, adică lumina se propagă dinspre pupila de intrare a obiectivului spre sursă.

O aberație sferică reziduală asigură omogenizarea sursei, cu condiția ca razele pupilare să atingă sursa. Se recomandă lentilele de cea mai bună formă, distribuite conform recomandărilor din §3.1.2, realizate din sticle rezistente la temperaturi înalte, cu coeficientul de dilatare mic și apropiat de cel al materialului din care se execută montura. Dacă se folosesc suprafețe asferice se reduce numărul lentilelor pentru aceeași aberație de sfericitate.

Diametrul condensorului este ceva mai mare decît diagonala formatului obiectului (rama $D_c$).

La condensorul reflectant elipsoidal se va avea în vedere poziționarea corectă a obiectului, în scopul eliminării umbririi (fig. 6.16, *d*). Condensorul reflectant paraboloidal, combinat cu o lentilă (fig. 6.16, *e*) nu prezintă acest neajuns și de aceea el este preferat pentru iluminarea filmelor. La nevoie, se folosește un condensor catadioptic pentru iluminarea părții centrale (fig.6.17), dar acesta îngreunează răcirea.

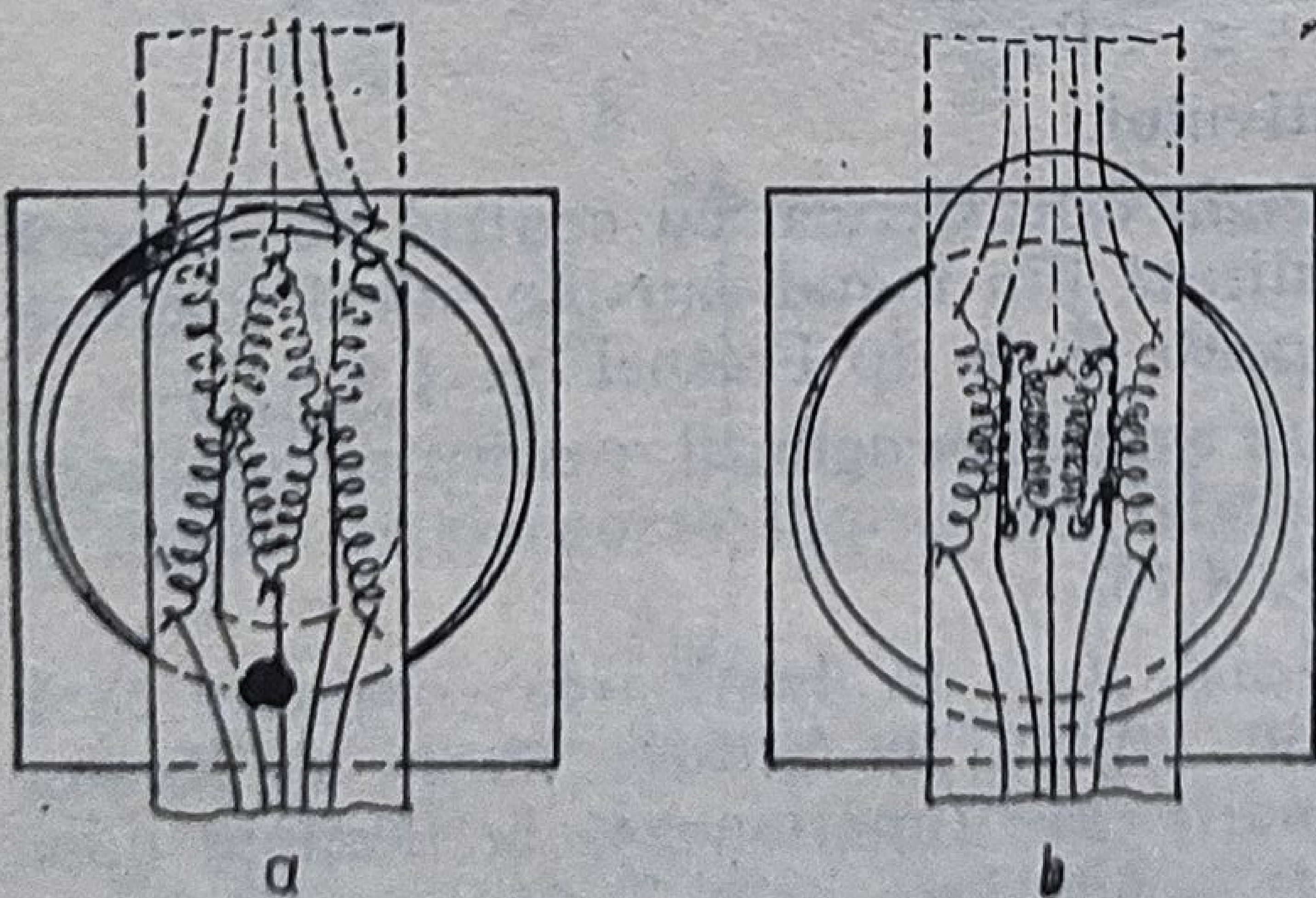



Fig. 6.15. Filametul și imaginea sa în oglinda sferică concavă.

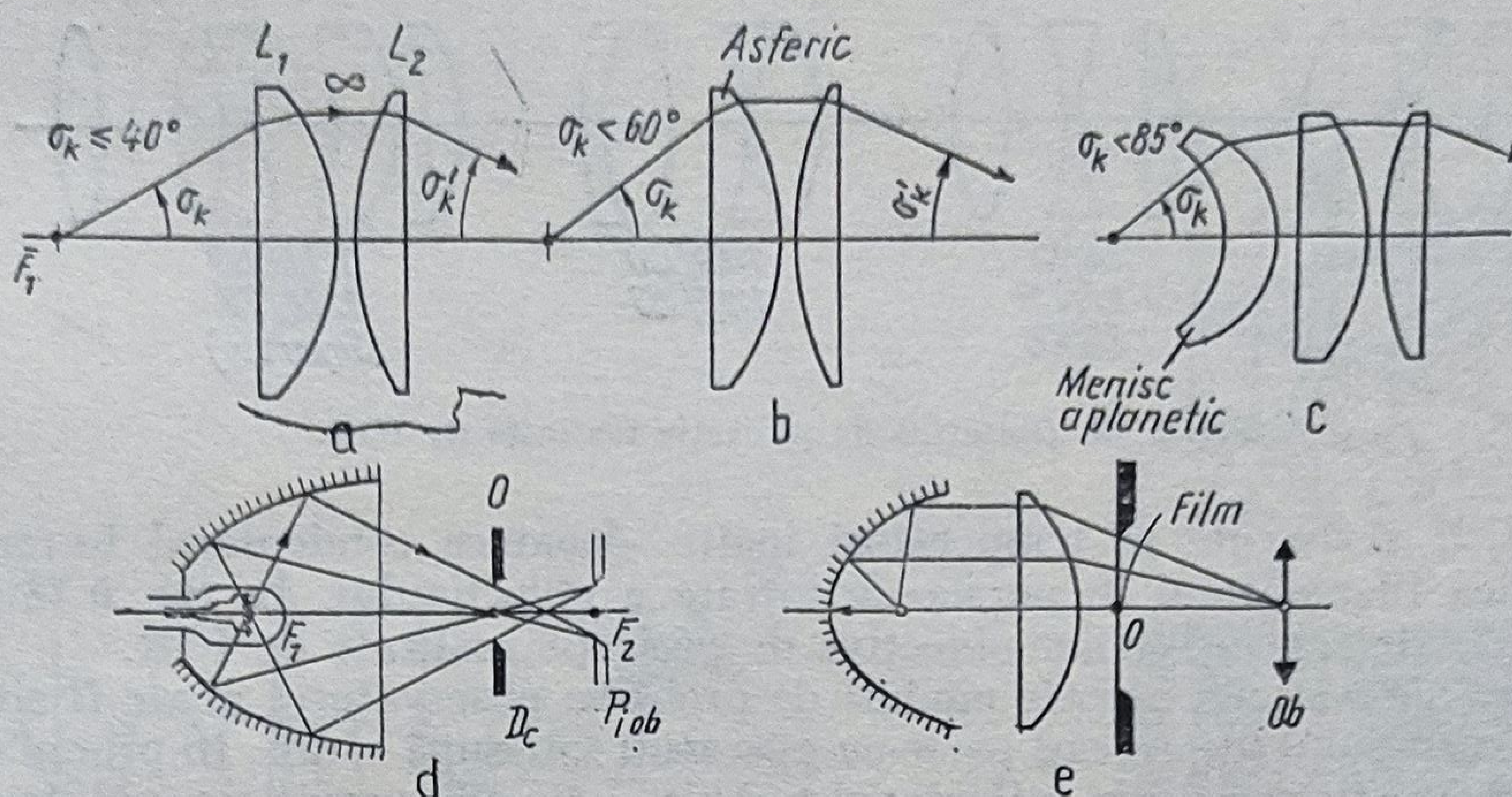



Fig. 6.16. Condensatoare pentru aparatele de proiecție.

Aparatele de proiecție cinematografică sînt prevăzute cu oglinzi eliptice reci, din sticlă, cu diametrul mare ($\Phi = 200 \ldots 365$ mm).

Elementele constitutive ale condensorului trebuie polisate pe toate suprafețele, pentru a se putea evita spargerea la variația temperaturii.

e. *Formatul obiectului*. Acesta este standardizat pentru diferite tipuri de aparate. Se deosebesc: formate mici ($18 \times 24$; $24 \times 24$; $24 \times 30$; $24 \times 32$; $24 \times 36$), formate mijlocii ($40 \times 40$; $45 \times 60$; $60 \times 60$; $60 \times 90$; $65 \times 90$) și formate mari și foarte mari ($90 \times 120$). Pentru aparate cinematografice se folosesc formatele: $3{,}6 \times 4{,}9$ (film de 8 mm); $7{,}5 \times 10{,}3$ (film de 16 mm); $16 \times 22$ (film normal de 35 mm cu ton); $18 \times 22$ (film normal pentru ecran lat); $23 \times 53{,}1$ (film lat de 70 mm).

Practic, filmul normal cu bandă de ton are formatul $18{,}2 \times 21{,}3$ mm, iar cel înregistrat magnetic are $18{,}2 \times 23{,}2$ mm.

Prin introducerea și extragerea simultană a diapozitivului se elimină variația iluminării care obosește pe observator, deoarece pupilele își modifică diametrele cu frecvență mare (v. aparatul Pradovit CA 2502-Leitz),.

f. *Obiectivul de proiecție*. Obiectivul trebuie să fie anastigmat, fără diafragmă de deschidere specială, de tip Petzval, triplet sau Gauss. Trebuie folo-

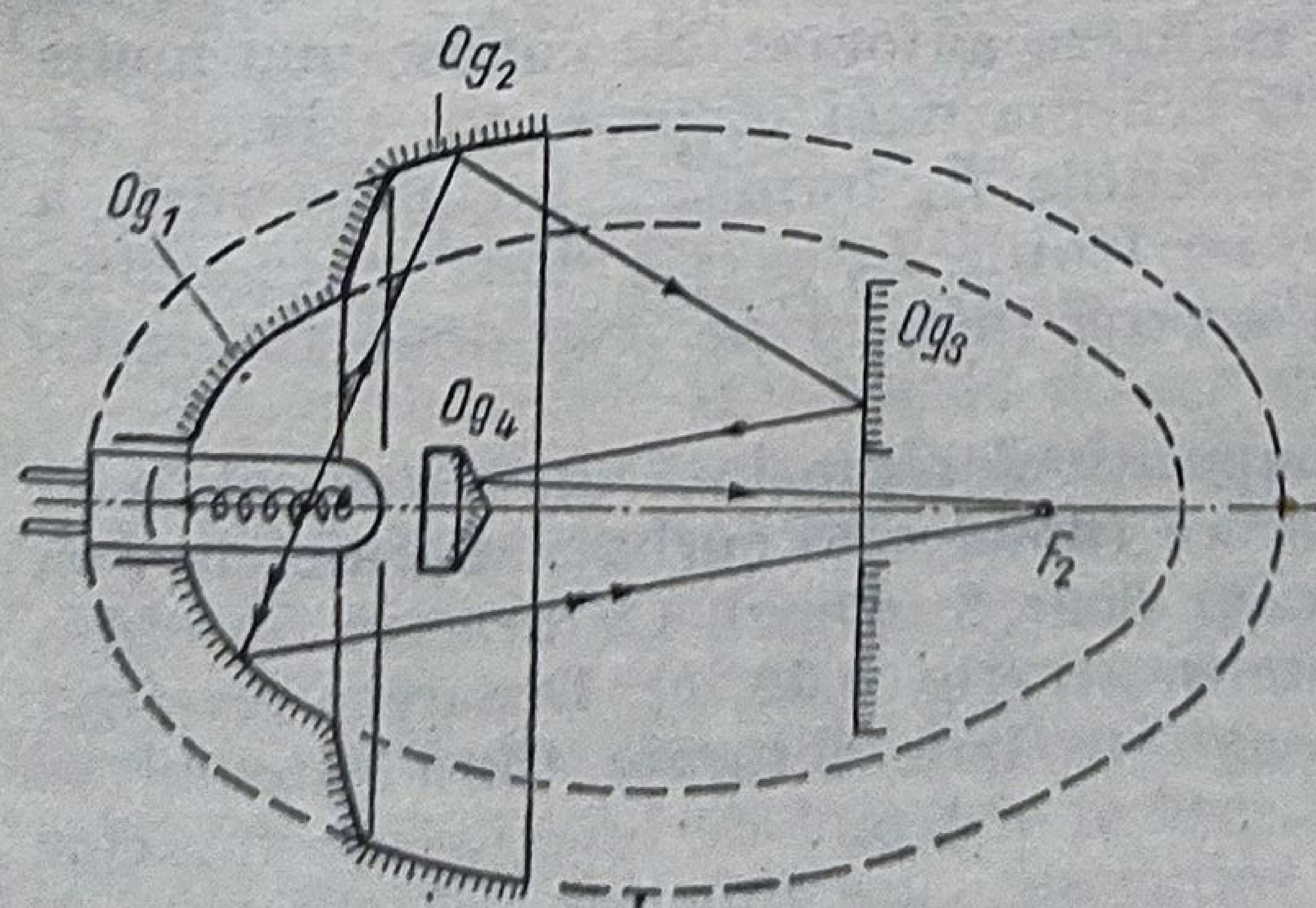



**Fig. 6.17. Iluminarea zonei centrale a unui condensor elipsoidal.**

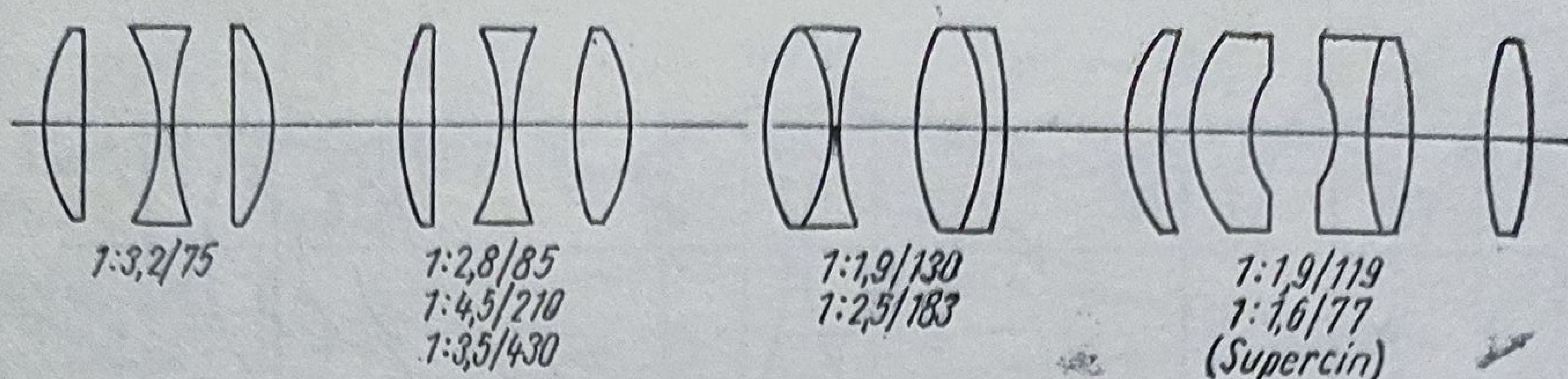



Fig. 6.18. Obiective de proiecție realizate de IOR.

site sticle rezistente la temperaturi înalte, deoarece condensorul formează imaginea filamentului în pupila de intrare a obiectivului. În fig. 6.18 sînt reprezentate schemele unor obiective de proiecție realizate de IOR.

g. *Ecranul*. La ambele moduri de proiecție observatorul poate fi situat în fața ecranului (de aceeași parte cu aparatul) sau după ecran. În primul caz, ecranul funcționează prin reflexie; el trebuie să fie alb, vopsit cu oxid de zinc sau oxid de plumb (factorul de reflexie difuză $a = 0{,}99 .. 0{,}95$ Albedo). Ecranul textil are $a = 0{,}8$ A. Pot fi folosite și ecrane cu perle din sticlă.

În al doilea caz, ecranul este de transmisie în formă de lamă plan-paralelă, realizată din sticlă, sau din material plastic, mătuită fin prin procedeele cunoscute. Ecranele de transmisie mari trebuie urmate de lentile de cîmp de tip Fresnel.

Notă: Schema diaproiectorului (v. fig. 6.14) se folosește și la proiectarea pe ecran a reticulelor, scărilor gradate, rețelelor, riglelor și discurilor codificate etc. În ultimul caz, fiecare pistă trebuie proiectată pe cîte un fororeceptor.

### 6.6.2. Diaproiectorul cu focusare automată

În ultimii ani, în domeniul aparatelor de proiecție s-au obținut succese mari în ceea ce privește creșterea fluxului luminos, răcirea diapozitivului și confortul prin: utilizarea lămpilor cu halogeni de voltaj mic (24 V), ventilatoare silențioase, oglinzi reci, filtre de infraroșu, magazine pentru diapozitive și comanda acestora de la distanță precum și autofocusarea. Aici sînt prezentate cîteva idei privind posibilitatea realizării autofocusării. Mai întîi, este avantajos ca poziționarea obiectivului pentru o anumită distanță $s'_{00}$ să se facă manual sau cu un motor comandat de la distanță. Apoi, neclaritatea imaginii cauzată de variația grosimii diapozitivului ori de poziția filmului între cele două geamuri să se realizeze automat. Se cunosc mai multe soluții dar, în continuare, se prezintă schema unui diaproiector fabricat de firma Leitz (fig. 6.19). Se observă că lentila $L_4$ formează imaginea reală a fantei de iluminare $F_i$ pe diapozitiv, iar lentila $L_5$ și cele două lentile cilindrice $L_c$ formează imaginea reală a acestei imagini pe cele două fotorezistențe $FR$.

În fig. 6.20, *a* se observă că diapozitivul reprezintă un sistem alcătuit din 6 suprafețe reflectante dar, deoarece filmul este curbat, suprafețele *2* și *3* sînt în contact și deci, practic, există doar 5 oglinzi. Ca urmare, se obțin 5 imagini ale fantei $F_i$ cu diferite intensități (fig. 6.20, *b*). Deoarece prezintă interes doar imaginea 2/3 celelalte imagini trebuie obturate. Cînd sistemul de oglinzi se deplasează axial, se deplasează și sistemul de imagini ale fantelor pe cele două fotoreceptoare pentru infraroșu, care funcționează diferențial.

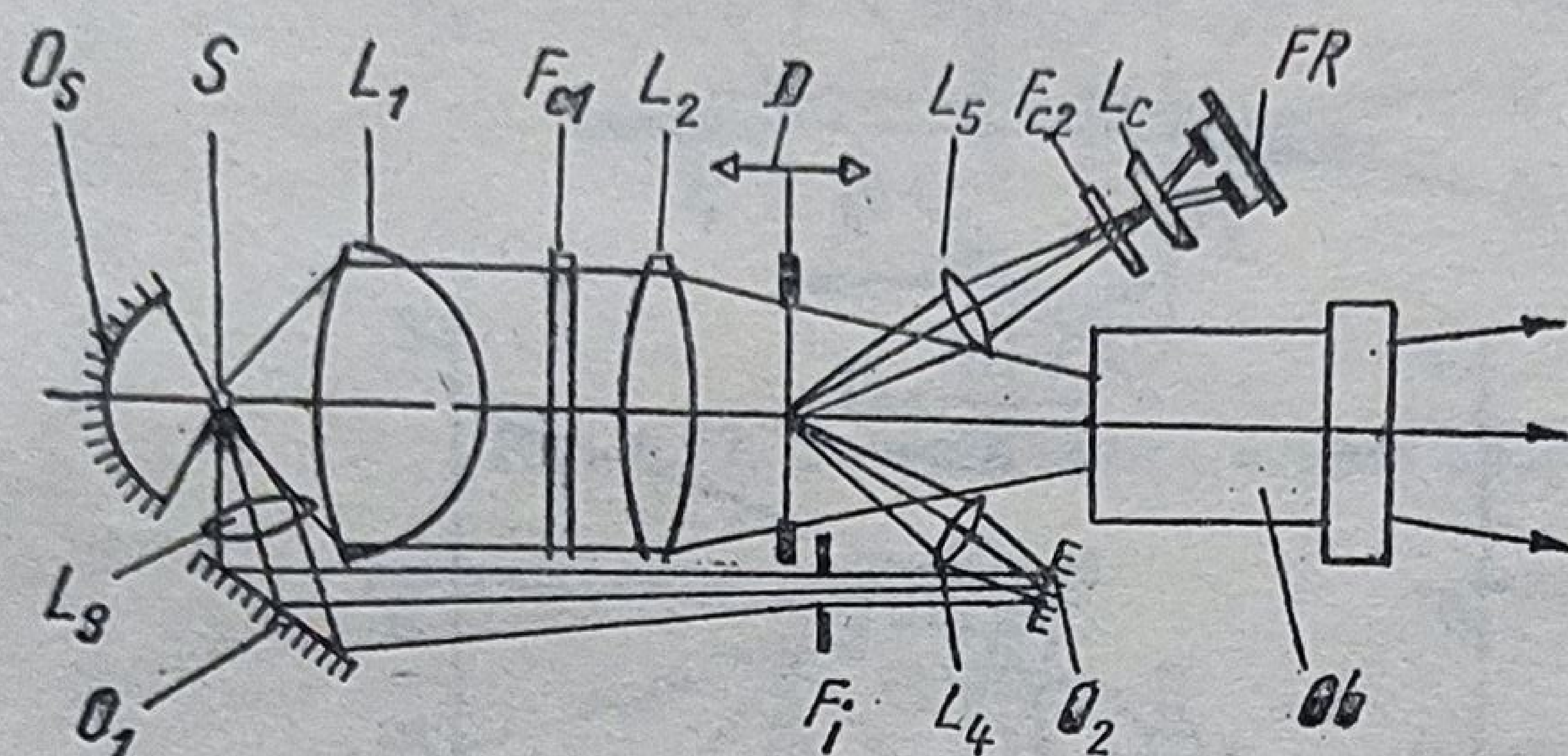
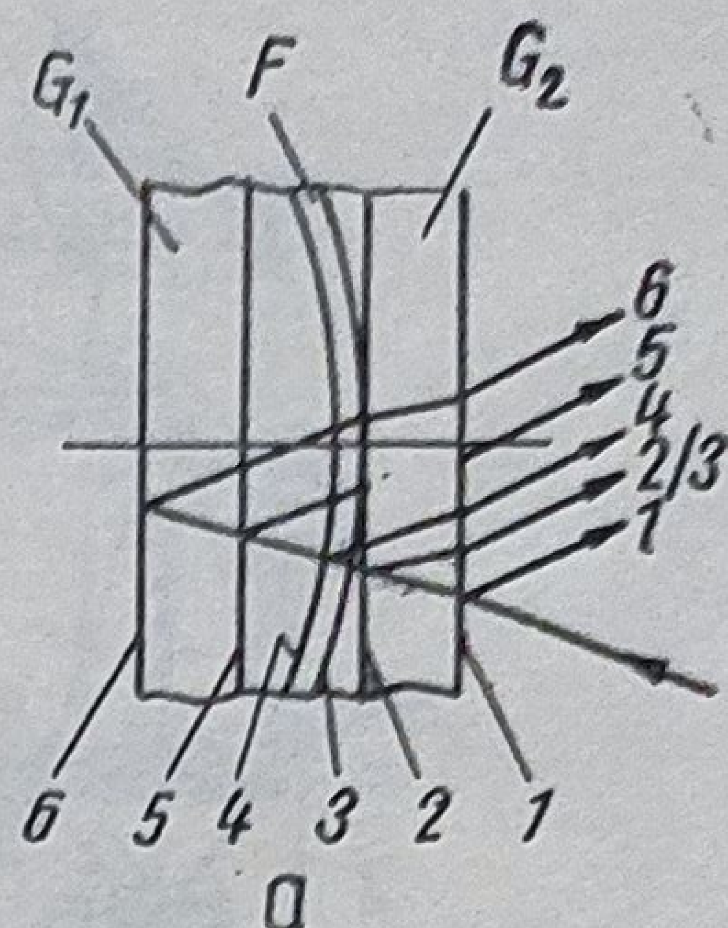



Fig. 6.19. Diaproiectorul Pradovit-color-autofocus (Leitz).



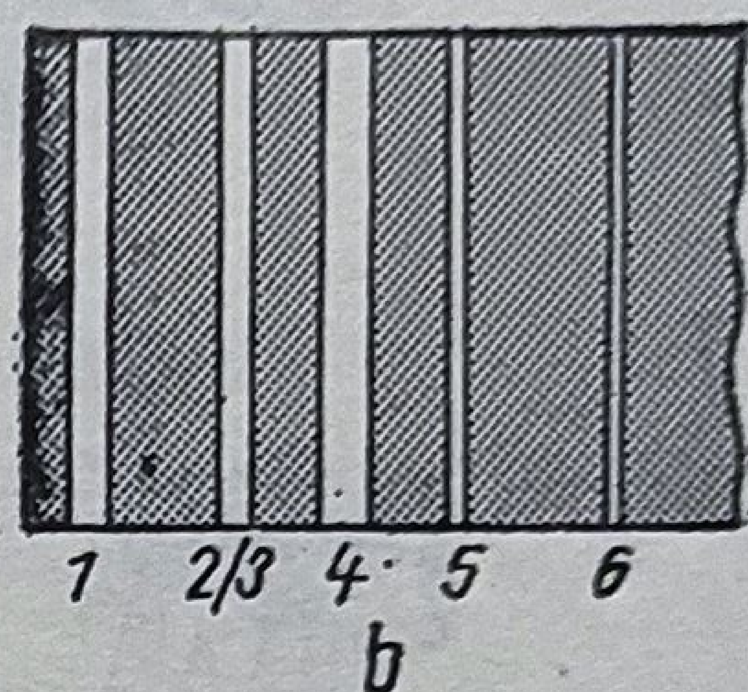




Fig. 6.20. Focusarea automată: *a* — poziția filmului între cele două geamuri ale unui diapozitiv; *b* — imaginile fantei de palpare.

Cînd imaginea fantei este situată simetric pe fotoreceptoare, cei doi fotocurenți se compensează. Pentru a se putea micșora cele două suprafețe receptoare s-au introdus două lentile cilindrice a căror suprafață de separare se află chiar pe axa sistemului de reprezentare a fantei.

După fotorezistențe urmează un servo-amplificator alimentat de tensiunea lămpii.

### 6.6.3. Retroproiectoare

Schema optică a unui retroproiector este reprezentată în fig. 6.14. Relațiile date în §6.6.1 sînt valabile și pentru retroproiectoare.

În fig. 6.21 sînt reprezentate patru scheme de retroproiectoare. Cel din fig. 6.21, *a* a fost realizat și de Intreprinderea Didactica. Condensorul este alcătuit din două lentile de tip Fresnel cu distanțele focale $f_1' = 180$ mm și $f_2' = 430$ mm, calculate și realizate de autor.

Obiectivul poate fi o lentilă de cea mai bună formă (aplanetică) sau un dublet de tip Steinheil, cu distanța focală $f' \approx 300 - 350$ mm și $P_i/f' = 1/4$ ... 1/4,5. Un retroproiector corespunzător schemei din fig. 6.21, *c*, cu condensor Fresnel în formă de oglindă eliptică, pliant, portabil, cu sursă cu halogeni răcită natural a fost realizat de autor (model funcțional). Oglinda Fresnel trebuie să aibă grosimea $d \leq 0{,}25$ mm și să fie situată asimetric față de axa optică a obiectivului, pentru a se putea evita obturarea luminii reflectate de profilul Fresnel.

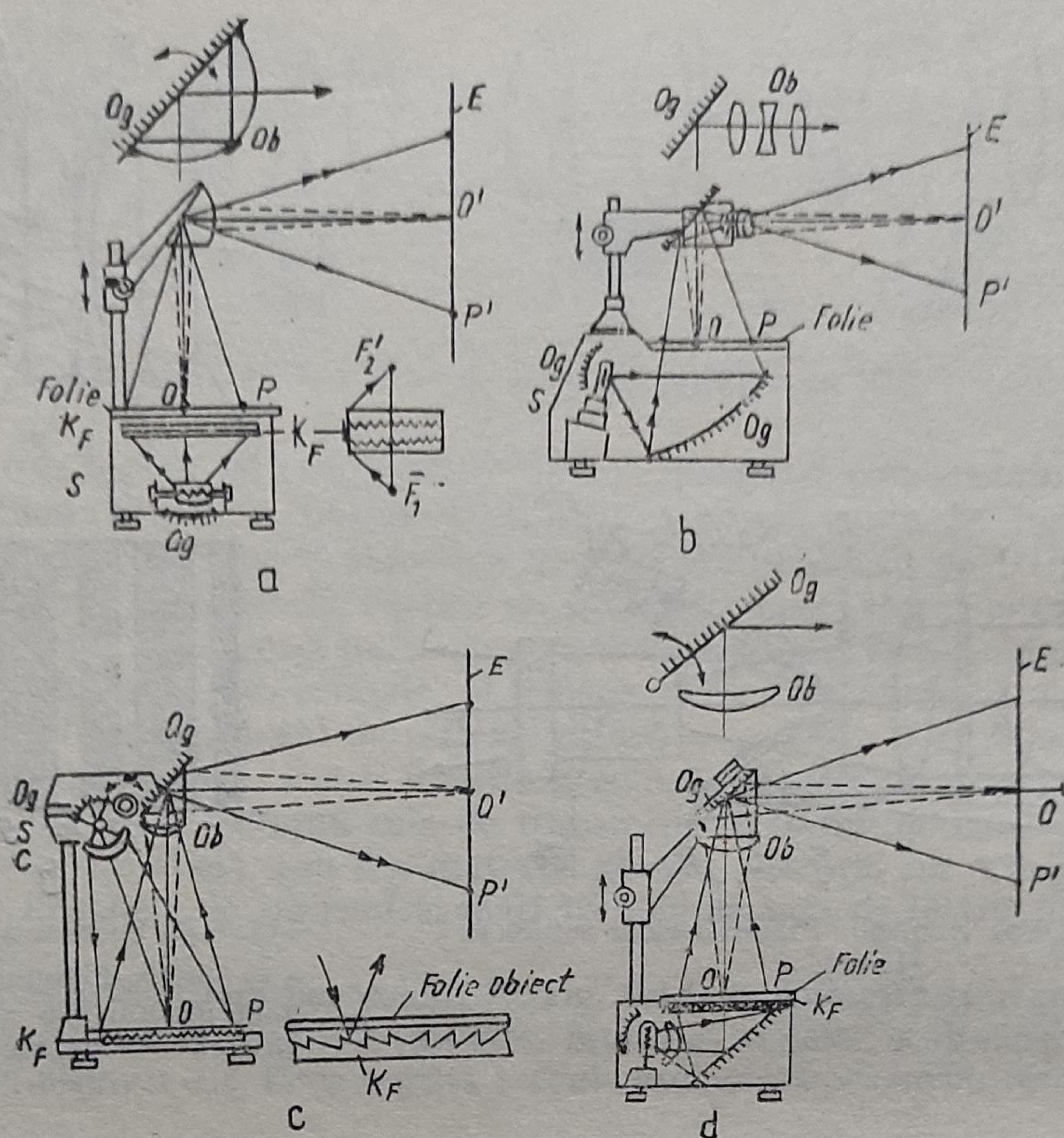



Fig. 6.21. Retroproiectoare cu diferite condensoare:
*a* — Fresnel lenticular; *b* — oglindă elipsoidală; *c* — oglindă Fresnel;
*d* — Fresnel lenticular.

### 6.6.4. Epiproiectoare

Schema optică de principiu a unui epiproiector este reprezentată în fig. 6.22, *a*. Principalele componente sînt: oglinzile $O_g$, sursele $S$, condensoarele $K$, dispozitivul de așezare și planare a obiectului $D_c - G$, obiectivul de proiecție $O_b$ și ecranul $E$.

Datorită factorului de reflexie mic al obiectului, sursele trebuie să fie de puteri mari și cu eficacitate luminoasă ridicată. Sînt necesare ventilatoare pentru răcire. Obiectivul trebuie să aibă deschidere relativă mare; se calculează pentru $s = -\infty$. Relațiile date în § 6.6.1 sînt valabile și pentru epiproiectoare.

Deși se admite că obiectul este un radiator de tip Lambert (la care distribuția intensității luminoase este arătată în fig. 6.22, *b*), există întotdeauna și o reflexie nedifuză și deci intensitatea maximă nu este orientată de-a lungul axei optice. Din acest motiv se recomandă ca unghiul $\alpha$ (v. fig. 6.22) să fie cît mai mic posibil. La iluminarea formatelor cu diferite dimensiuni se poate deplasa condensorul $K$ sau se poate introduce un sistem divergent după condensor (în sensul propagării luminii).

Un exemplu de utilizare optimă a fluxului luminos emis de sursă este arătat în fig. 6.23 [109]. Se observă că lumina emisă de sursa $S$ este dublată

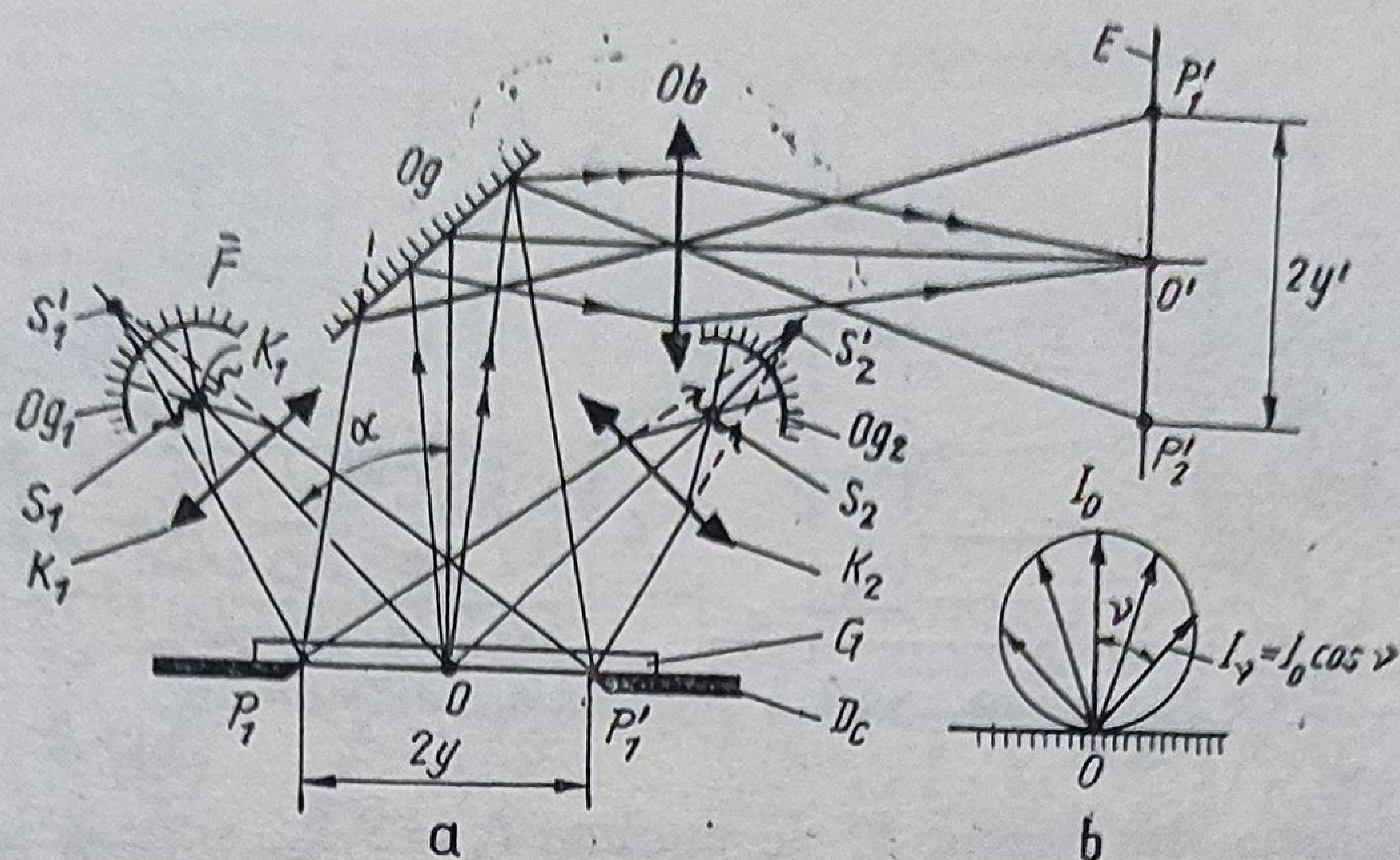


Fig. 6.22. Schema optică a unui aparat de proiecție *EPI*.

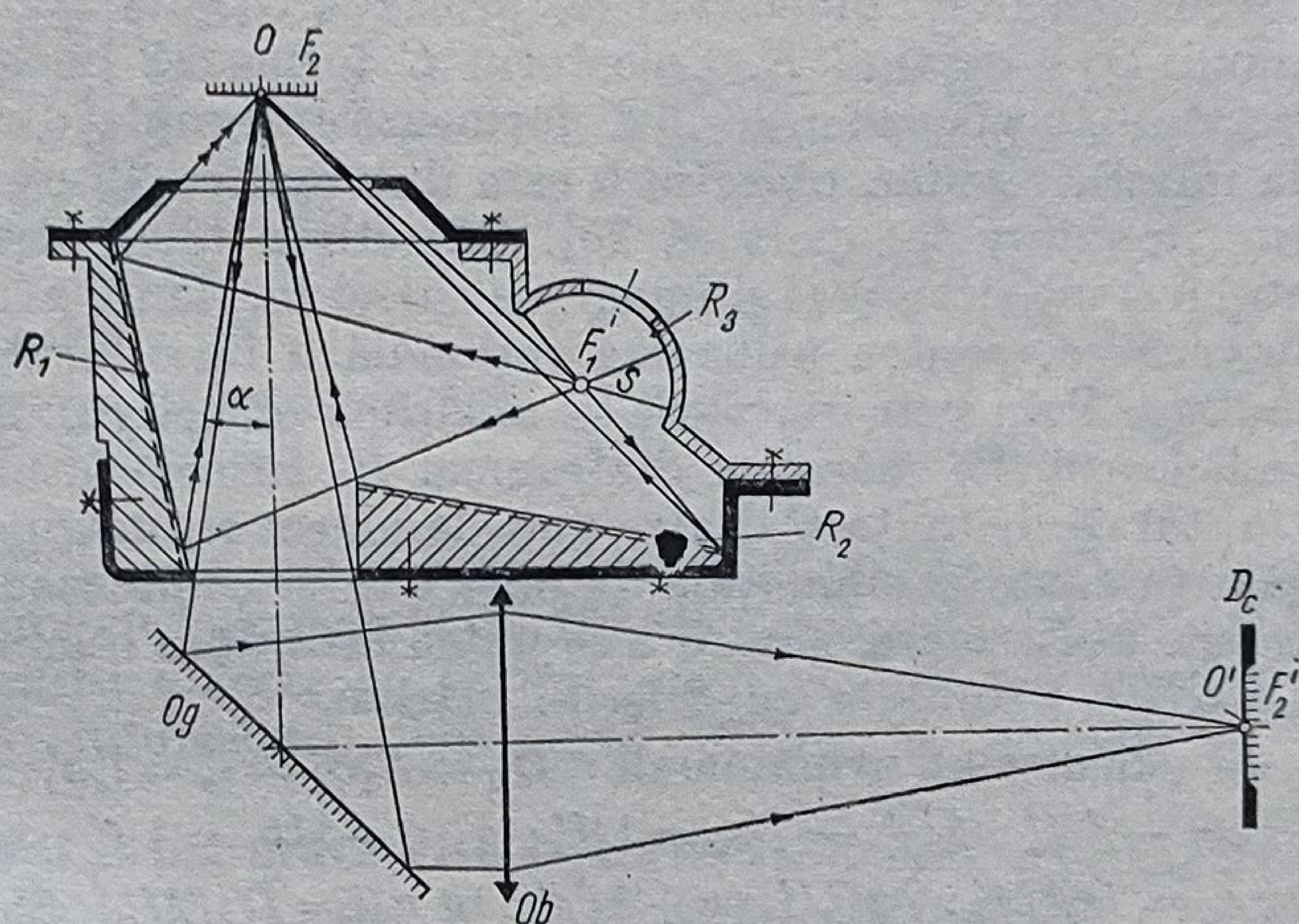


Fig. 6.23. Schema optică a unei mașini de copiat prevăzută cu un condensor constituit din oglinzi Fresnel (brevet RSR 89747).

de condensorul cilindric $R_3$ și reflectată de oglinzile eliptico-cilindrice $R_2$ și $R_1$ în punctul obiect $O$ ce trebuie iluminat, situat în focarul $F_2$, conjugat cu focarul $F_1$. Cele două reflectoare $R_2$ și $R_3$ concepute de autor sînt eliptice oblice confocale, realizate după principiul descris în § 4.1.12. (v. brevet RSR nr. 89747). Determinările experimentale au confirmat pe deplin superioritatea acestei scheme față de cele cunoscute. Utilizarea oglinzilor eliptice speciale a permis reducerea considerabilă a gabaritului, micșorarea unghiurilor de incidență $\alpha$ și iluminarea obiectului cu fascicule simetrice.

### 6.6.5. Proiectoare de măsurare

Schema optică de principiu a unui proiector de măsurare cu iluminare *DIA* (fig. 6.24) este alcătuită din două părți principale: sistemul de iluminare de tip Köhler și sistemul de proiecție pe ecran. Elementele componente ale

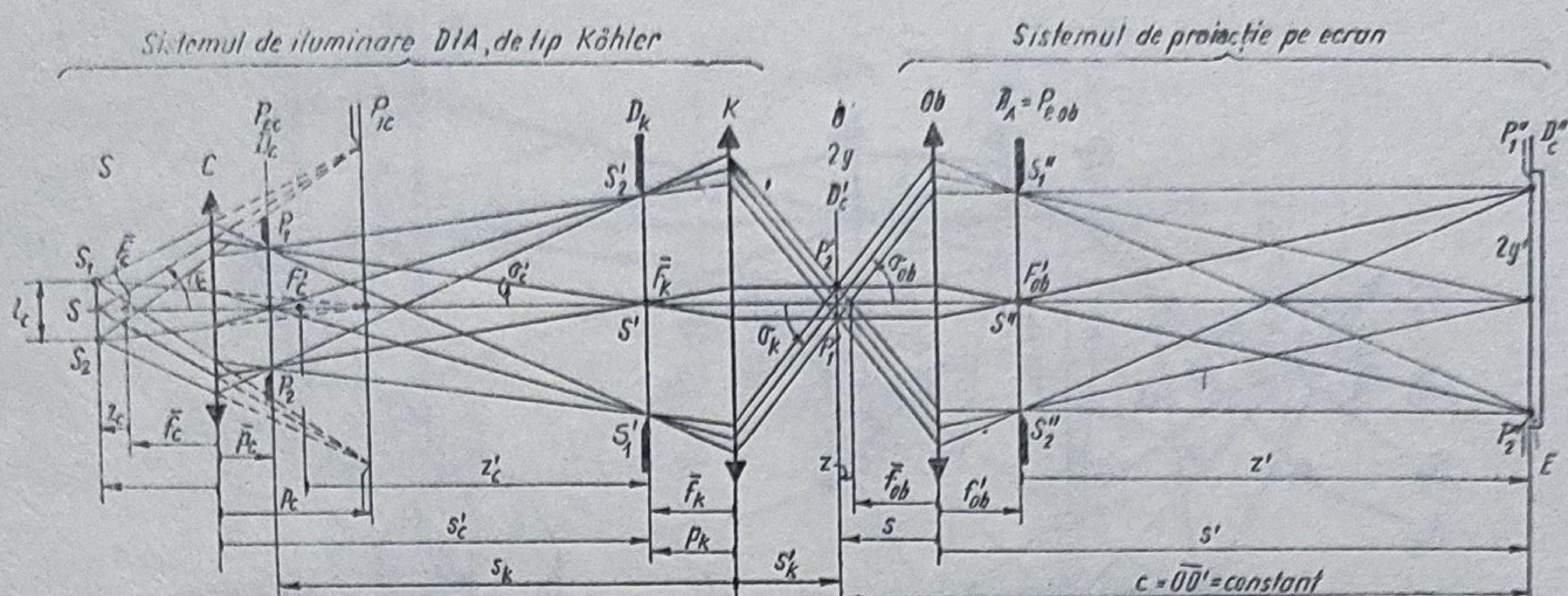



Fig. 6.24. Schema optică a proiectorului de măsurare.

celor două sisteme sînt: sursa $S$, de mărime $l_S = \overline{S_1 S_2}$, situată la distanța $z_c = \overline{F_c S}$, colectorul $C$, diafragma de cîmp $D_c$, diafragma de apertură a condensorului $D_K$, condensorul $K$, obiectivul de proiecție $O_b$, diafragma de apertură a obiectivului $D_A$ și ecranul $E$. Colectorul $C$ formează imaginea sursei în planul diafragmei $D_K$ și condensorul $K$ formează imaginile diafragmei $D_K$ și imaginii $S'$ la infinit. Așadar, obiectul 0 este iluminat cu fascicule telecentrice sub diferite unghiuri de apertură $2\sigma'_k$. Obiectivul telecentric formează imaginea obiectului 0 pe ecranul $E$ și imaginea sursei în planul său focal imagine $F'_{0b}$. Se observă că, pentru utilizarea rațională a fluxului luminos, este necesar ca $2\sigma'_k = 2\sigma_{0b}$. Prin urmare, dacă se modifică obiectivul trebuie să se schimbe fie condensorul, fie mărimea diafragmei $D_k$. Proiectantul trebuie să țină seama de faptul că distanța $C$ dintre planele obiect și imagine trebuie să fie constantă pentru toate combinațiile de obiective și condensoare, iar abscisa obiect $s$ trebuie să fie mare, pentru a se putea introduce o lamă divizoare pentru proiecția $EPI$ și obiecte cu diferite mărimi.

Relațiile de calcul sînt următoarele: $D_K = S'_1 S'_2 = l'_c = l'_c \beta'_c$; $\beta'_c = l'_c / l_c = s'_c / s_c = -\bar{f}_c / z_c = -z'_c / f'_c$; $1/s'_c - 1/s_c = 1/f'_c$; $1/p'_c - 1/p_c = 1/f'_c$; $\operatorname{tg}\sigma_c = H_c / s_c$; $\operatorname{tg}\sigma'_c = H_c / s'_c$; $\operatorname{tg}\sigma_k = D_k / 2f'_k$; $2y/2H_c = +\bar{f}_k / s'_c$; $\operatorname{tg}\sigma_{0b} = D_A / 2f'_{0b}$; $\beta'_{0b} = 2y'/2y = +s'/s = -\bar{f}_{0b}/z = -z'/f'_{0b}$; $C = \overline{00'} = const.$ Alte relații rezultă din fig. 6.24. Se impun: $2y'$ — diametrul util al ecranului; măririle transversale ale obiectivelor, precizia și domeniul de măsurare; sursa (formă, dimensiuni, putere, tensiune).

De regulă, un proiector de măsurare conține ambele moduri de iluminare ($DIA$ și $EPI$) realizate după principiul Köhler. În fig. 6.25, este reprezentată schema proiectorului MP 320 (C. Zeiss-Jena). Aparatul este prevăzut cu o prismă specială (v. fig. 9, tabelul 4.9) pentru dedublarea axial-simetrică a imaginii în culorile complementare roșu și verde, (care prin suprapunere dau negru) atunci cînd sînt necesare poziționări precise ale obiectului. Obiectivele, montate cîte două într-un revolver (fig. 6.26), au măririle: 10:1, 20 : 1, 50: 1, 100: 1 și 100 $x/s$: 1 (cu abscisă obiect mare). Măsurarea cu masă în coordonate $xy = 75 \cdot 50$ se face cu valoarea diviziunii de 1 μm.

Proiectorul de masă TP 300 (Leitz) este prevăzut cu un sistem de dedublare central-simetrică a imaginii, în culorile complementare roșu și verde. Obiectivele sînt telecentrice au abscisele obiect între 65 și 70 mm și măririle transversale cu $\beta' = 5, 10, 20, 50$ și $100 : 1$ și distorsiunea reziduală maximă

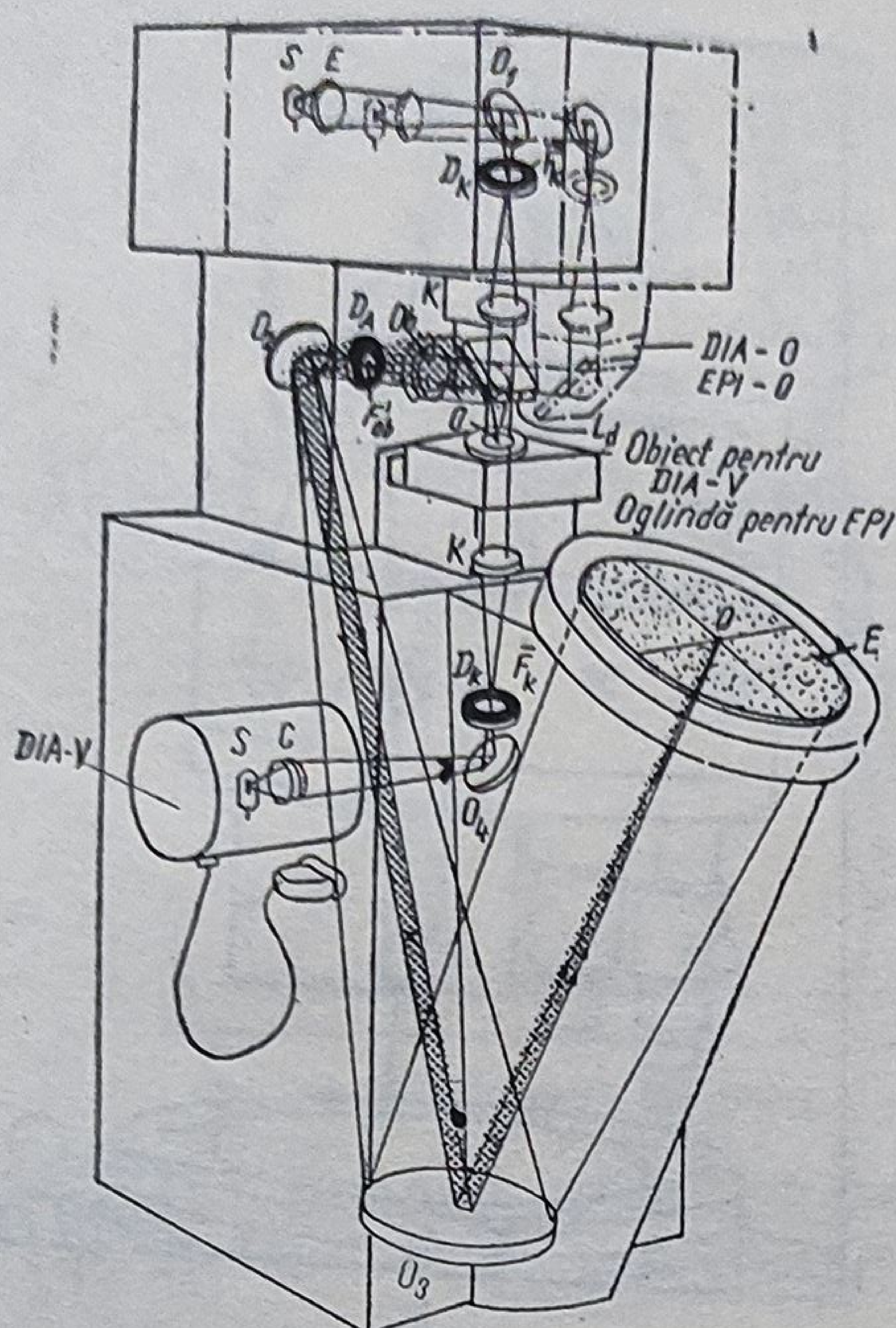



Fig. 6.25. Proiectorul de măsurare MP 320 (C. Zeiss-Jena).

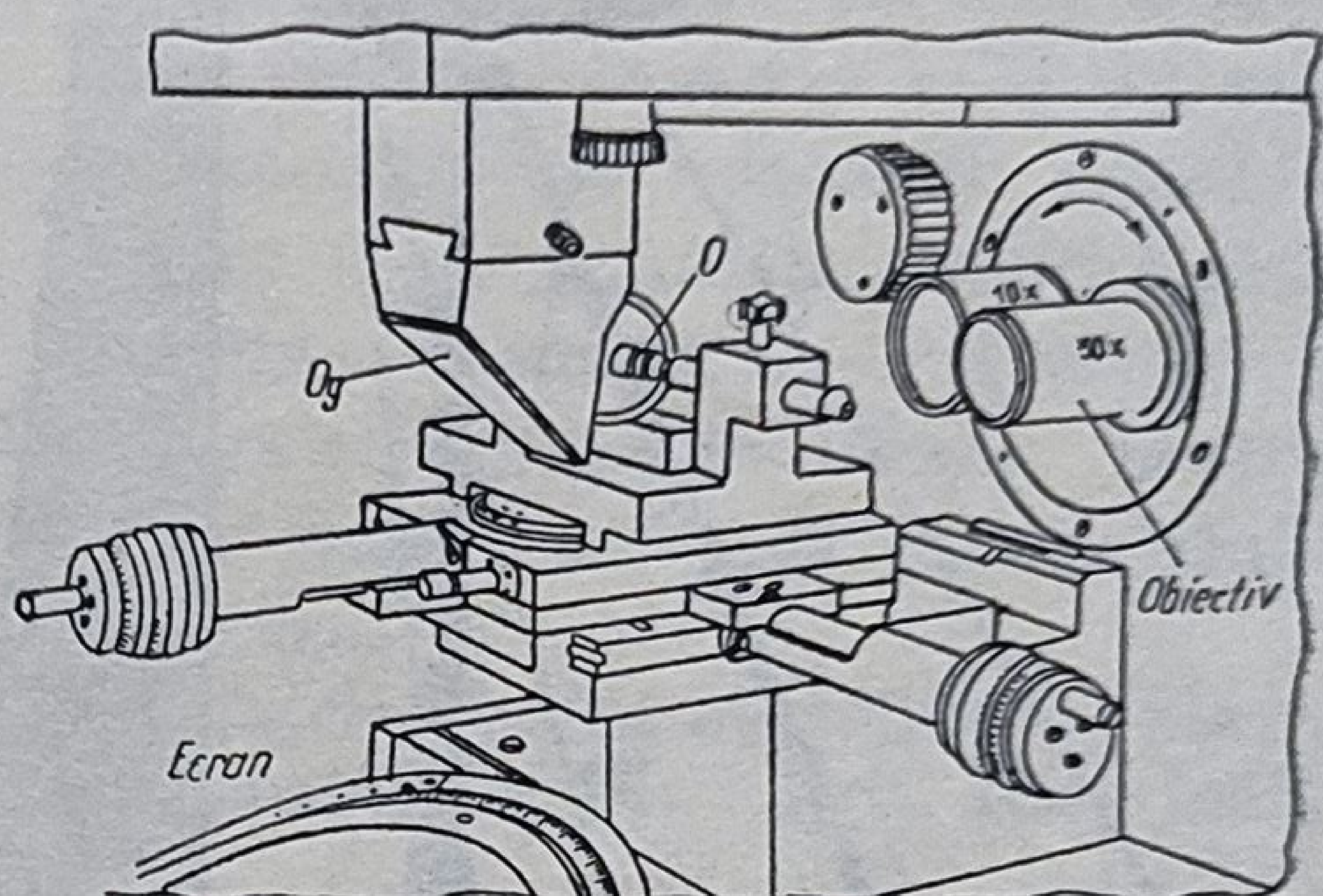



Fig. 6.26. Masa în coordonate şi obiectivele proiectorului MP 320.

este de $\pm 0{,}2^0/_{00}$; ele pot fi fixate cîte 4 în revolver. Iluminarea obiectului se face cu lămpi cu halogeni 12 V, 100 W, condensorul fiind o oglindă elipsoidală rece. Pentru obiecte cu factor de reflexie mic se utilizează ca accesoriu pentru cîmp întunecat, (iluminarea *EPI*) la obiectivele cu $\beta'_{ab} = 5$, 20 şi 50 : 1.

Proiectorul de măsurare PP 600 (Leitz) are cîmpul imagine $2y' = 600$ mm. Măririle sînt 5: 1, 10: 1, 20: 1, 25: 1, 50: 1, 100: 1, 200: 1. Acestor obiective le corespund cîmpurile obiect $2y = 120$ 60, 30, 12, 6 şi 3 mm precum şi distorsiunile 24; 12; 6; 2,4 1,2 şi 0,6 μm. Surse: lampă cu halogeni 12 V, 100 W cu filament plan pentru *DIA* şi 24 V, 250 W, cu filament plan pentru *EPI*.

Un proiector de măsurare la care obiectul măsurand poate fi comparat cu unul de referinţă, prin proiecţia pe ecran a ambelor, este reprezentat în fig. 6.27. Obiectul poate fi iluminat *DIA* sau *EPI*. Pentru obiectivele cu măririle $\beta'_{ab}$ de 10: 1, 50:1 şi 100: 1 se foloseşte acelaşi condensor; pentru $\beta'_{ab} =$ $= 20$: 1 se introduce un condensor special cu $\beta'_k = 1$: 1, pentru compararea măsurandului cu etalonul.

Obiectivele telecentrice, cu distorsiunea $\pm 0{,}25\ ^0/_{00}$ sînt montate într-un revolver care se roteşte în jurul unei axe paralelă cu axa optică (fig. 6.27, *b*).

### 6.6.6. Aparate de mărit

Aparatul de mărit este un diaproiector (fig. 6.28) care se cualculează conform §6.1.1. Trebuie realizate: iluminarea uniformă a filmului, eliminarea căldurii, protejarea spaţiului contra luminii şi punerea la punct, automată sau

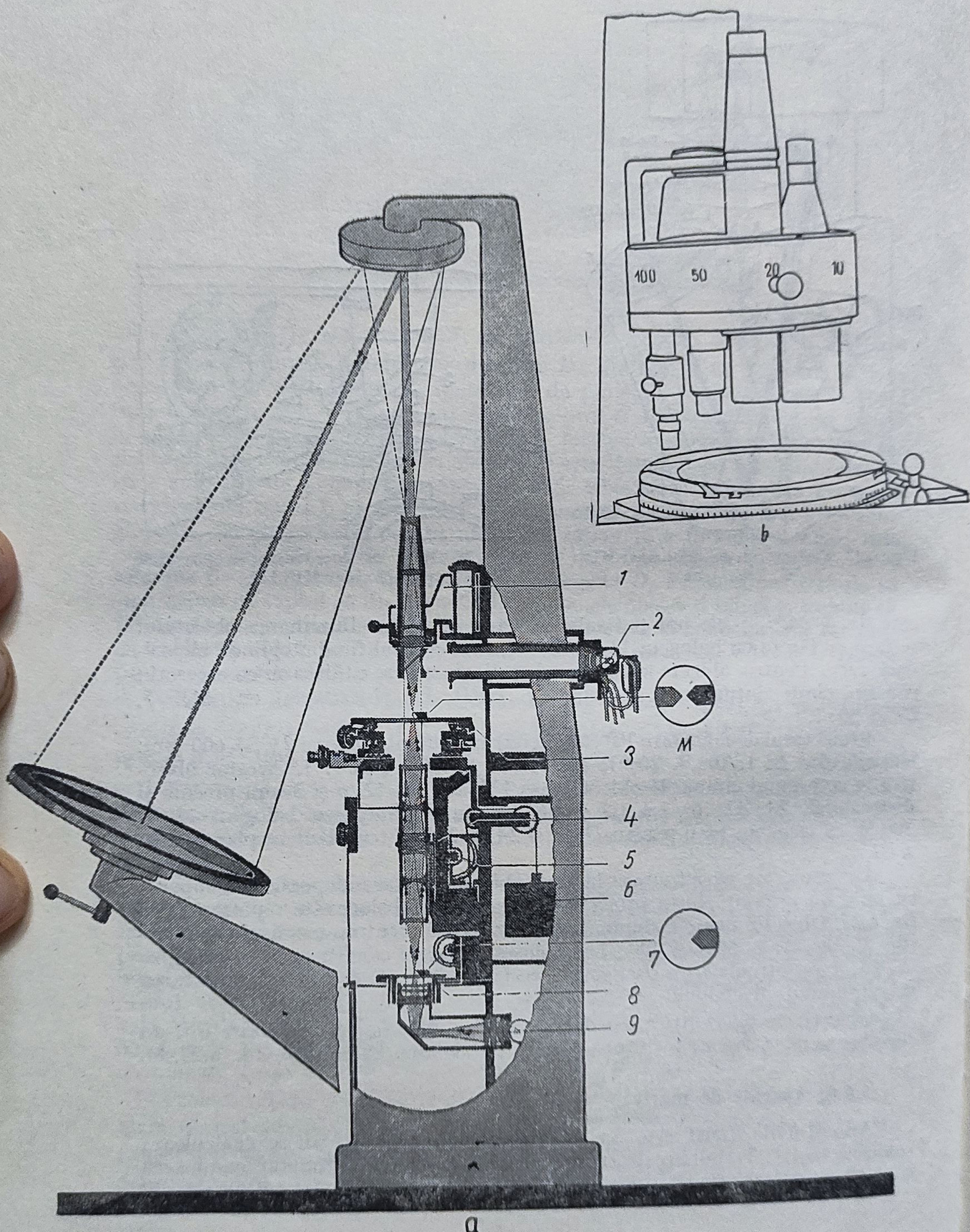



Fig. 6.72. Proiectorul de măsurare *GP* 650 (Leitz).

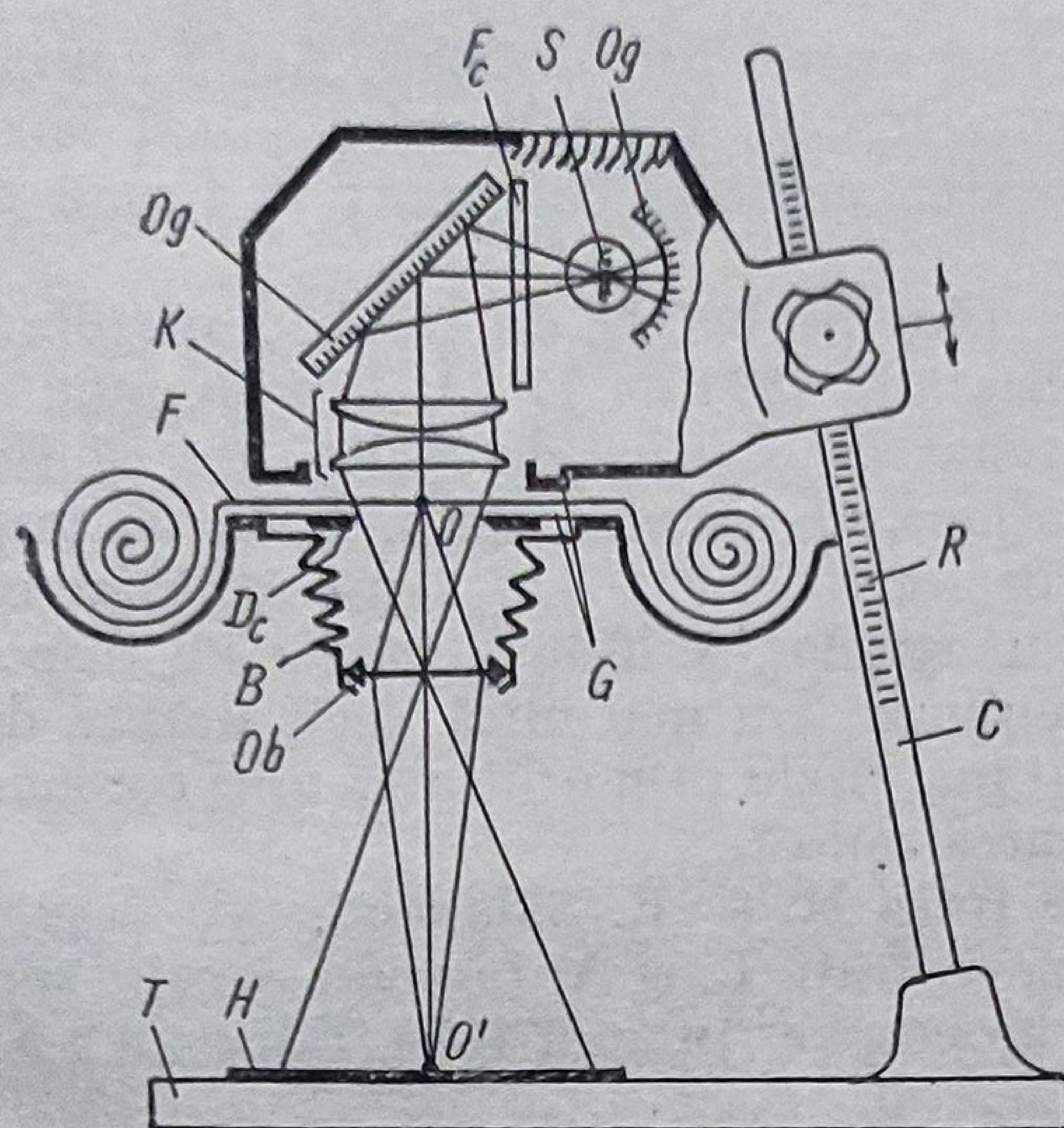


Fig. 6.28. Aparatul de mărit.

manuală, a obiectivului după modificarea formatului hîrtiei *H*. Un aparat care satisface aceste toate condiţii este fabricat de Leitz sub denumirea de „FOCAMAT V 35 Autofocus", care se remarcă şi printr-o concepţie nouă a dispozitivului de iluminare (fig. 6.29).

Se observă că acesta funcţionează pe principiul sferei Ulbricht. Astfel, lumina provenită de la lampa cu halogeni *S* (12 V/75 W) este proiectată de colectorul elipsoidal rece *C* pe suprafaţa cilindrică alcătuită din spumă de Polyalkene şi care reprezintă un difuzor neutru. De asemenea, lentila *K* este o lentilă difuzoare.

Tot aparate de mărit sînt şi diaproiectoarele de citit microfilme şi microfişe. În fig. 6.30 este reprezentată schema aparatului DL 5.2 (C. Zeiss-Jena).

### 6.6.7. Aparatul de proiecţie cinematografică

6.6.7.1. *Istoric.* Cinematografia îşi are începuturile prin anii 1833, cînd Stampfer şi Plateau, independent unul de altul, au contopit mai multe desene situate pe un disc rotitor, privit printr-un alt disc rotitor, cu fante (fantascopul, fantasmascopul, taumatropul, tamburul minune, roata vieţii ş.a.). Mai tîrziu, figurile desenate au fost înlocuite cu fotografii. În 1886, O. Anschütz a lipit o serie de 24 fotografii pe un disc rotitor, fiecare fotografie fiind ilumi-

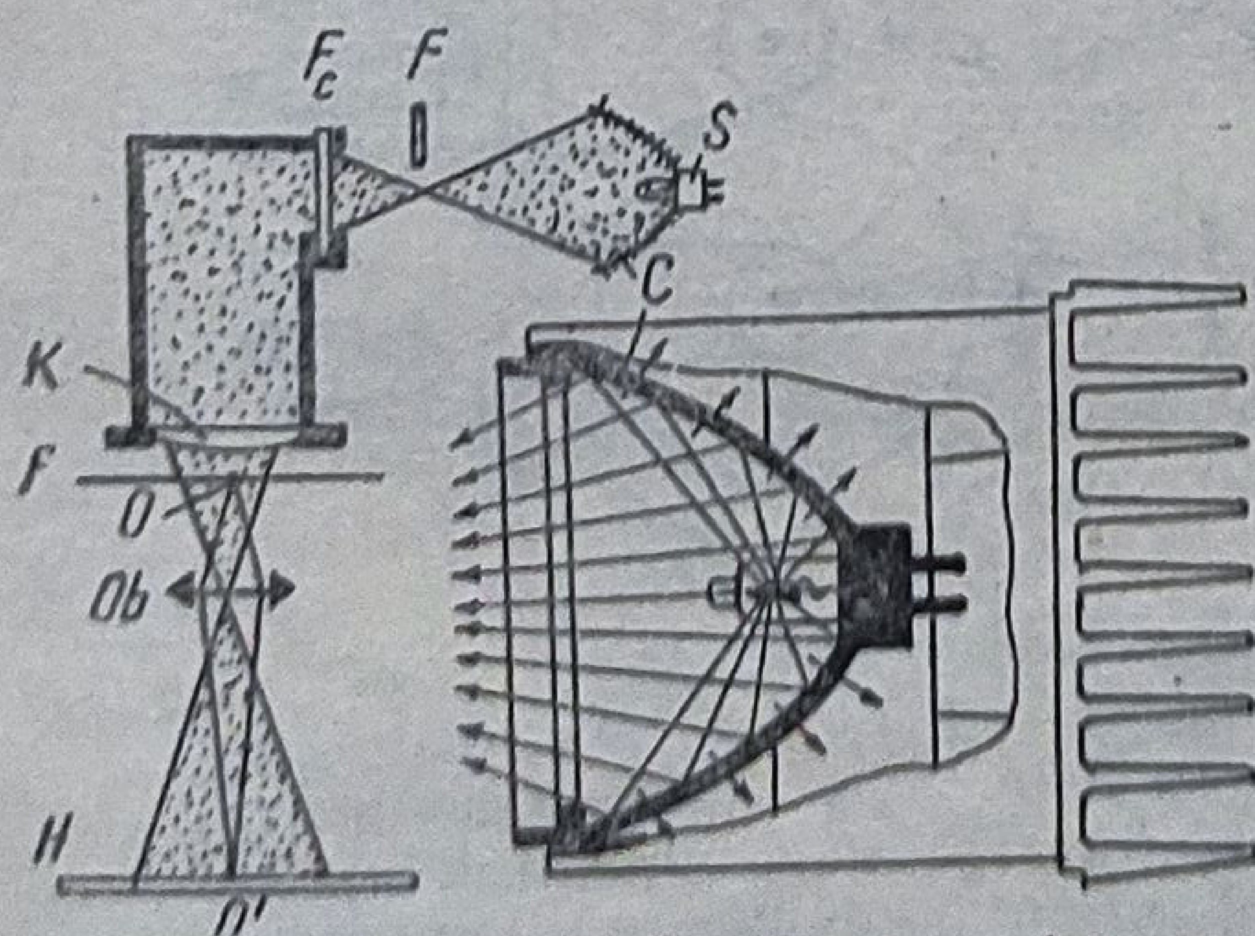


Fig. 6.29. Dispozitivul de iluminare la aparatul de mărit FOCAMAT V 35 autofocus.

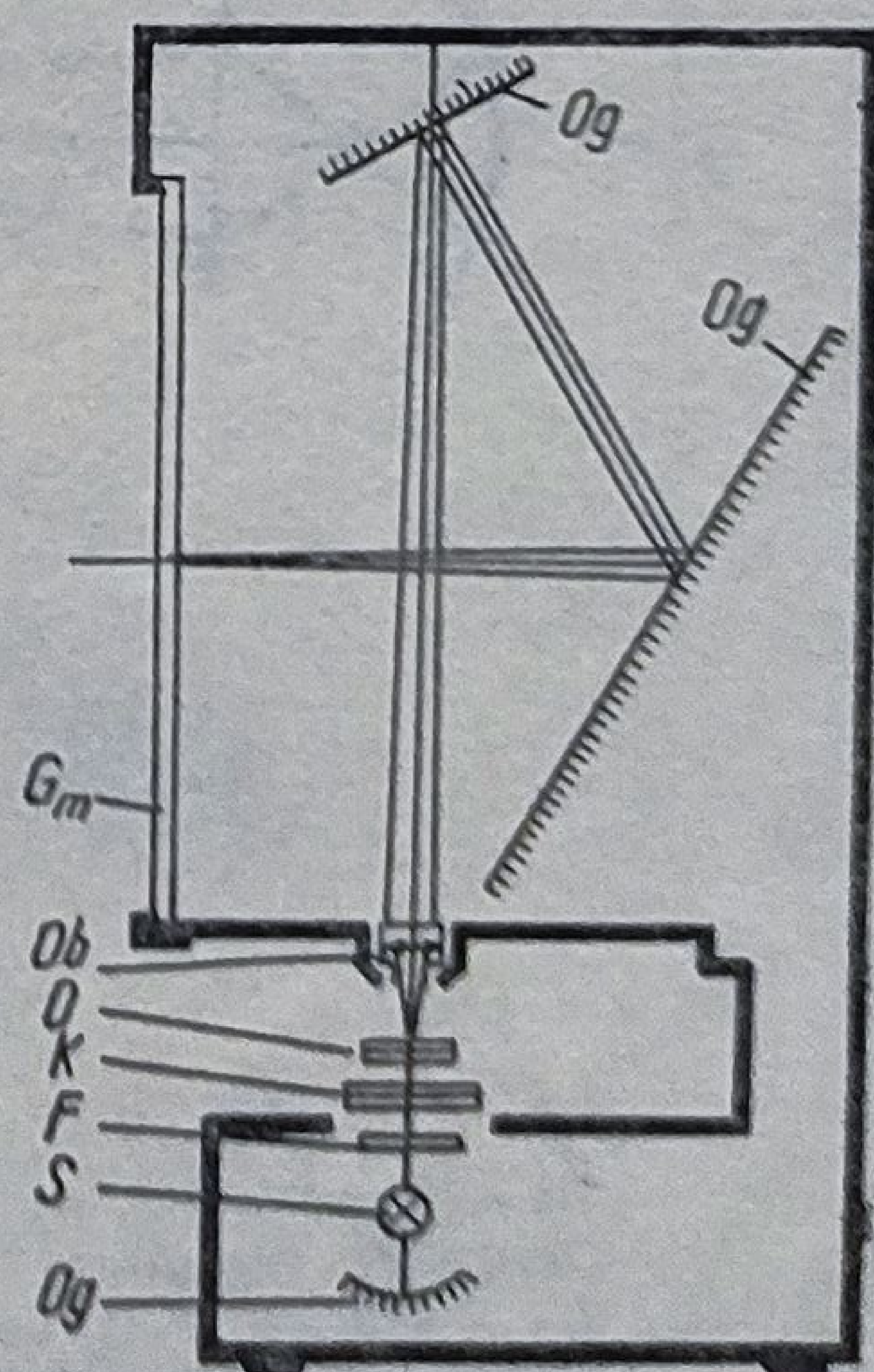


Fig. 6.30. Aparatul de citit microfilme.

nată în dreptul unei ferestre de observare cu un tub Geissler. Acest aparat, produs industrial, a fost numit electrotachiscop. Un salt uriaș a fost făcut după descoperirea celuloidului și utilizarea acestuia ca suport în formă de bandă lungă.

Prima cameră cinematografică cu film pe bandă de celuloid perforată la margine pentru antrenare a fost realizată în 1891 de Th. A. Edison, numită Kinetograf. Tamburul zimțat era antrenat de o cruce de Malta, așa că fiecare fotografie, respectiv imagine, staționa un anumit timp. Faza de mișcare a filmului era acoperită cu un obturator rotitor (o diafragmă rotitoare cu fante). Pentru observarea continuă a imaginilor, Edison a folosit un dispozitiv numit Kinetoscop. Durata de iluminare era mai mică decît durata de mișcare. Acest sistem a fost perfecționat mai tîrziu prin utilizarea unei coroane cu patru obiective rotitoare (compensarea optică).

Primele proiecții au fost făcute de frații M. și E. Skladanowsky (1895) în Berlin (cu Bioscopul) și în același an, de frații L. și A. Lumièr. Aceștia din urmă au numit aparatul utilizat cinématographe. În anul 1896, Edison a realizat un aparat mai complet numit Vitascop.

Mult timp s-a folosit filmul cu perforații duble de 35 mm, cu formatul $18 \times 24$ mm, cu distanța de 19 mm dintre două imagini. În prezent, imaginea, numită fotogramă este de $15,2 \times 20,9$ mm, pentru a permite înregistrarea tonului. Aparatele pentru amatori au 16 imagini/s, cele moderne au 24 imagini/s. În primul caz se obturează lumina de 3 ori/imagine; în al doilea caz doar de două ori, așa că frecvența aparentă este de 48 imagini/s.

6.6.6.2. *Componentele principale ale aparatului de proiecție cinematografică*. Aparatul de proiecție cinematografică (fig. 6.31) este alcătuit din urmă-

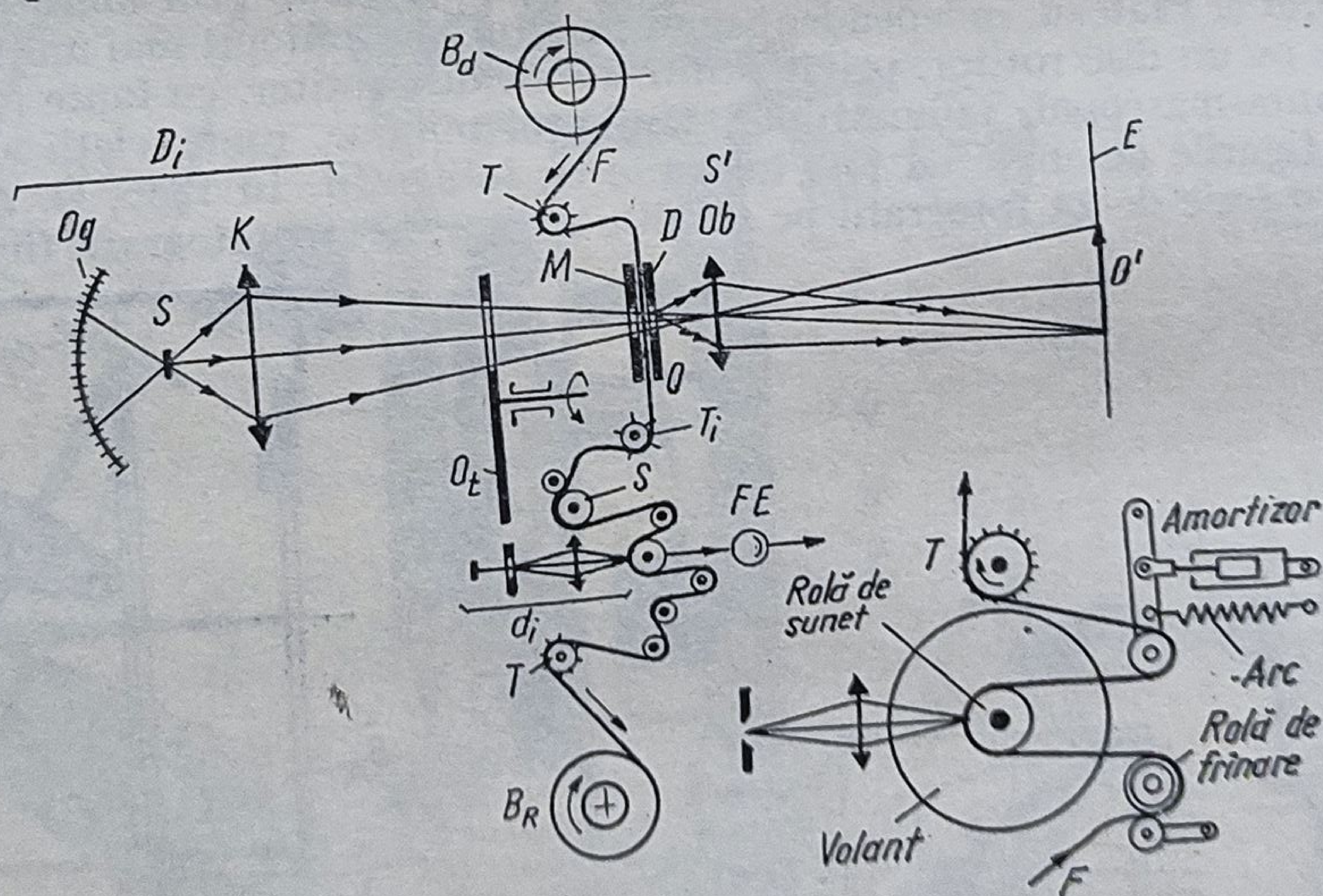



Fig. 6.31. Aparatul de proiecție cinematografică:
$D_i$ — dispozitivul de iluminare; $O$ — obiectul (filmul $F$); $D$ — diafragma
(fereastra filmului); $O_b$ — obiectivul de proiecție; $B_d$ — bobină debitoare;
$B_r$ — bobină receptoare; $T$ — tambure danturate; $M_i$ — mecanism de de-
plasare intermitentă a filmului; $di$ — dispozitivul de iluminare a fotogramei
sunetului; $FE$ — element fotoelectric; $S$ — stabilizator; $M$ — mecanism pen-
tru transportul intermitent al filmului.

toarele părți principale: dispozitivul de iluminare $D_i$, mecanismele de ghidare și antrenare a filmului și obiectivul de proiecție.

a. *Dispozitivul de iluminare*. Fluxul luminos emis de sursa $S$ și transmis pe ecran fără să treacă prin film trebuie să fie atît de mare încît să se asigure o luminanță pe ecran de 30 cd/m². Realizarea unei astfel de valori în sălile mari nu este posibilă decît cu surse fără structură (fără filament) și foarte puternice (lămpi cu arc electric, cu Xenon etc.). De regulă condensorul este o oglindă rece sferică (Φ 200 mm) pentru aparate mici, oglindă (parabolică fig. 4.11, *a*) urmată de o lentilă plan-convexă sau o oglindă elipsoidală (Φ 356 mm) pentru aparatele mari, stabile. Acest condensor formează imaginea sursei (craterului) în fereastra $D$ chiar pe film.

Deoarece imaginea craterului este prea mică, fotograma nu este iluminată complet. Acest neajuns se elimină dacă oglinda elipsoidală devine colector și după aceasta se introduce un condensor special, numit „condensor fagure" (fig. 6.32, *a*). Acesta este de tip dublet, alcătuit din lama $L_1$ pe care se lipesc lentile sferice, tăiate în formă dreptunghiulară și situate cu latura mare paralelă cu latura mare a ferestrei $D$ (latura mare a fotogramei).

Fiecare lentilă a acestui raster $L_1$ formează imaginea sursei pe lentila raster $L_2$, care conține un număr mare de lentile sferice, tăiate în formă hexagonală și care, lipite pe suprafața plană a unei lentile plan-convexe, arată ca un fagure. Fiecare lentilă a sistemului $L_2$ formează imaginea rasterului $L_1$ în fereastra $D$, iluminînd uniform fotograma. Obietctivul $O_b$ formează imaginea fotogramei pe ecranul $E$. În fig. 6.32, *b* este reprezentat un condensor cu lampă cu xenon.

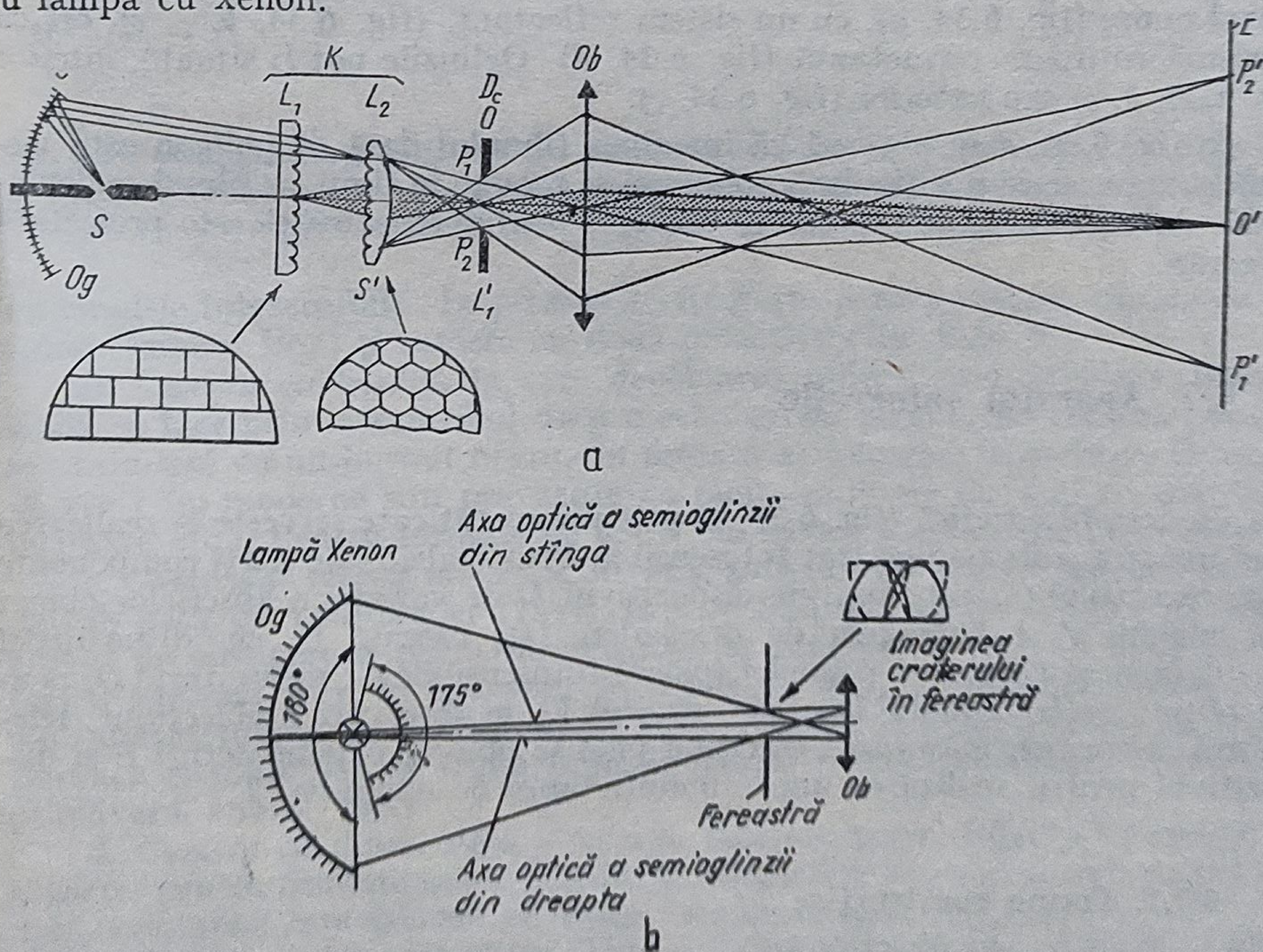



Fig. 6.32. Dispozitivul de iluminare uniformă a filmului: *a* — cu condensor în formă de raster lenticular; *b* — cu oglinzi.

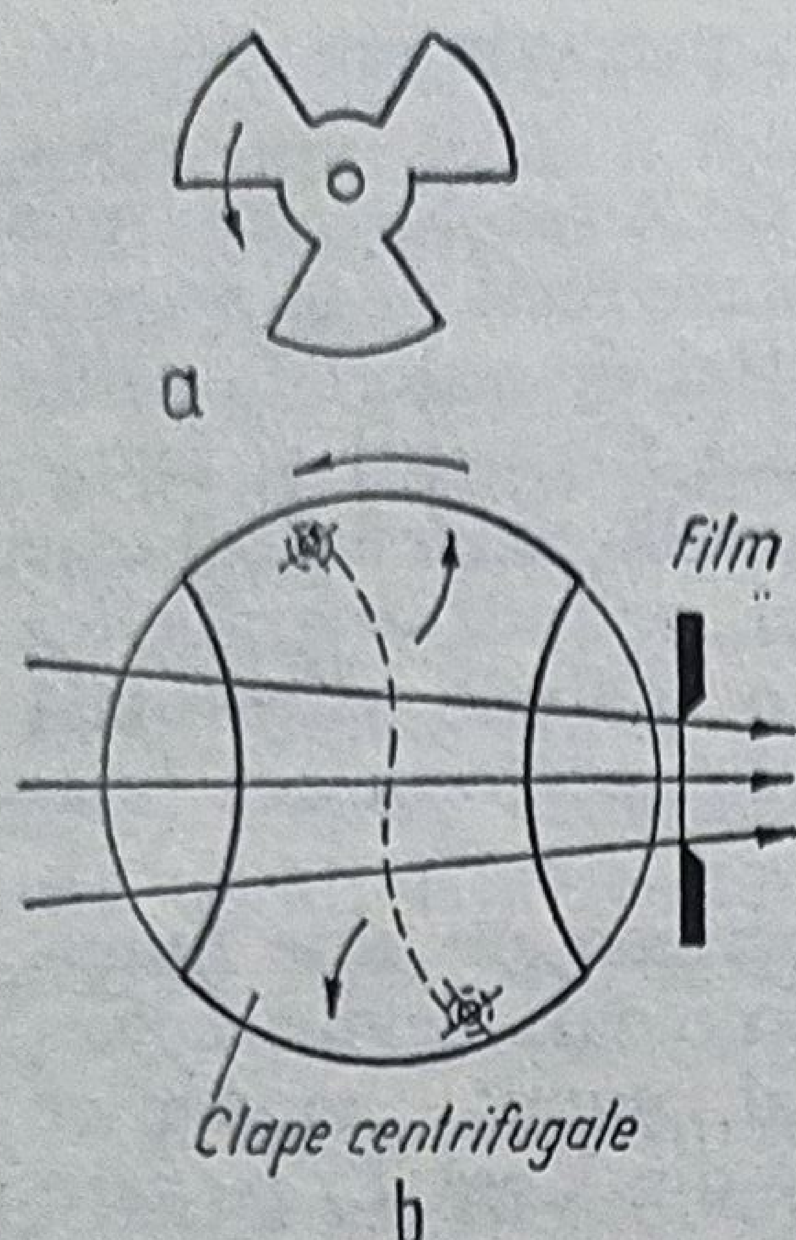



Fig. 6.33. Obturatoare pentru aparatele de proiecție cinematografică:
*a* — rotitor cu aripioare, *b* — cu tambur și lamele centrifugale care se închid la viteza zero.

Atenție! Sursele neomogene (cu filament) *nu* se proiectează pe film, ci în pupila de intrare a obiectivului (v. fig. 6.14).

b. *Mecanismul de antrenare și ghidare a filmului.* Filmul este deplasat intermitent prin fața ferestrei $D$ cu o frecvență $f = 1/48\ s^{-1}$, cu ajutorul unui mecanism cu cruce de Malta, cu grifă, cu camă sau cu sabot legat de un tambur danturat. În timpul transportului fotogramei lumina se obturează cu un obturator rotitor cu două aripioare pentru $f = 24$ imagini/s și cu 3 aripioare pentru $f = 16$ imagini/s (fig. 6.33, *a*). Aparatele mari au obturatorul în formă de tambur (fig. 6.33, *b*). Obturatorul $O_t$ este situat între sursă și film (v. fig. 6.31).

c. *Compensatorul.* Pentru proiecția cu frecvență mare a fotogramelor nu mai este posibilă mișcarea intermitentă, deoarece se deteriorează mecanismul cu grifă și filmul și apar alte neajunsuri însemnate. În acest caz, filmul se deplasează continuu, dar cu ajutorul unui compensator, imaginea se deplasează simultan cu filmul și astfel se crează senzația de staționare a acesteia. Acest efect este realizat cu un tambur rotitor prevăzut cu un număr de sisteme lenticulare identice și diametral opuse (fig. 6.34, *a*), cu un sistem reflectant, (fig. 6.34, *b*, *c*, *e*), ori cu o prismă rotitoare refractantă (fig. 6.34, *d*). Oglinzile pot fi situate interior (fig. 6.34, *b*, *c*) sau exterior (fig. 6.34, *e*).

În fig. 6.34, *d* se observă că imaginea filmului dată de poligon este virtuală și are aceeași poziție dacă poligonul se rotește în timp ce filmul se deplasează. Această imagine reprezintă obiectul pentru obiectiv și este proiectată pe ecran.

## 6.7. Aparatul fotografic

Camera fotografică (fig. 6.35, *a*) este un aparat care servește la realizarea unei imagini reale pe un strat fotosensibil. Principalele sale părți componente sînt: obiectivul $O_b$, care conține dispozitivul $D$ de variație a absciselor obiect $s$ și imagine $s'$ și diafragma de deschidere $D_A$; carcasa $C$, cu dispozitivul de susținere și ghidare a peliculei (plăcii) fotosensibile $G$; obturatorul $O$, pentru obturarea fasciculului luminos; vizorul $V$, de observare a obiectului; telemetrul $M$ pentru măsurarea distanței pînă la obiect; exponometrul $E$ și dispozitivul pentru realizarea unor anumiți timpi de expunere $T$.

### 6.7.1. Forme constructive

a. *Camera cutie* (realizată de Dagnerre, 1839). Toate componentele sînt fixe într-o cutie. S-a construit pentru formatul $9 \times 12\ cm^2$; plăci de sticlă

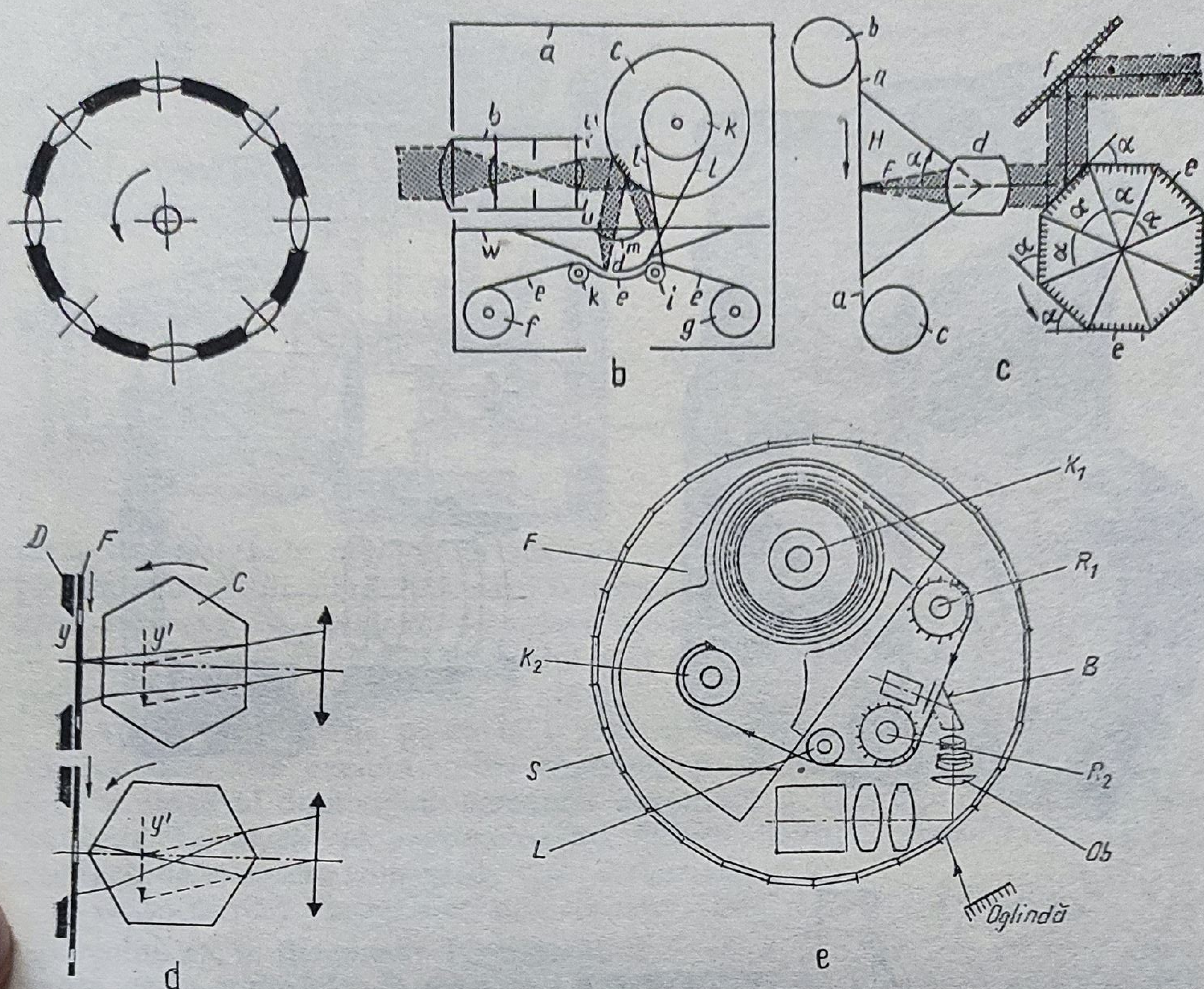



Fig. 6.34. Compensatoare optice pentru aparatele de filmat și de proiecție cinematografică: *a* — tambur cu lentile; *b* — cu poligon reflector după Musger; *c* — idem după Lehmann; *d* — cu poligon refractor; *e* — cu poligon reflector interior după Thorner.

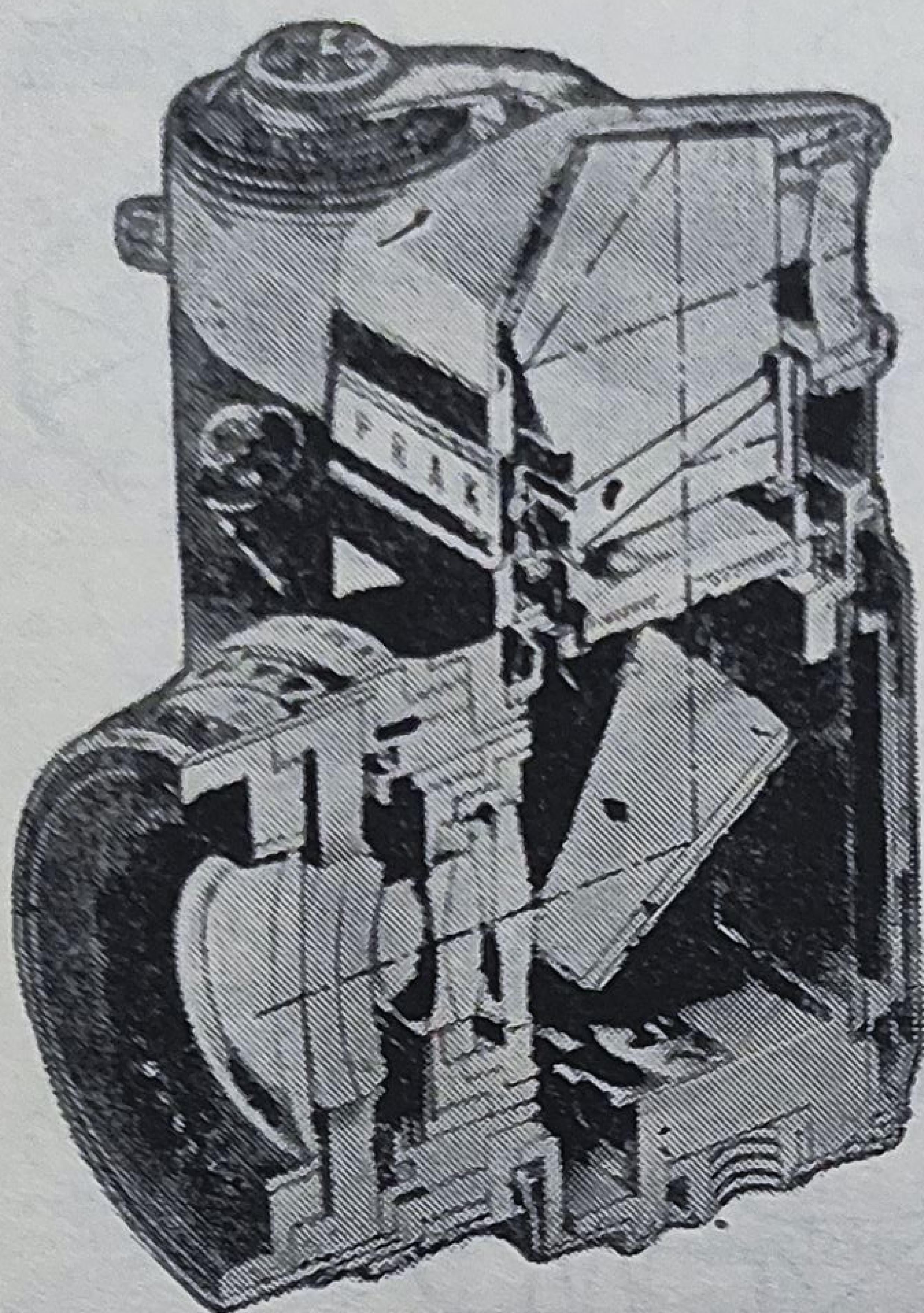
cu emulsie fotosensibilă. În prezent se folosește pentru camere simple cu rolfilme (camera Box) și camere cu două obiective (fig. 6.35, *b*).

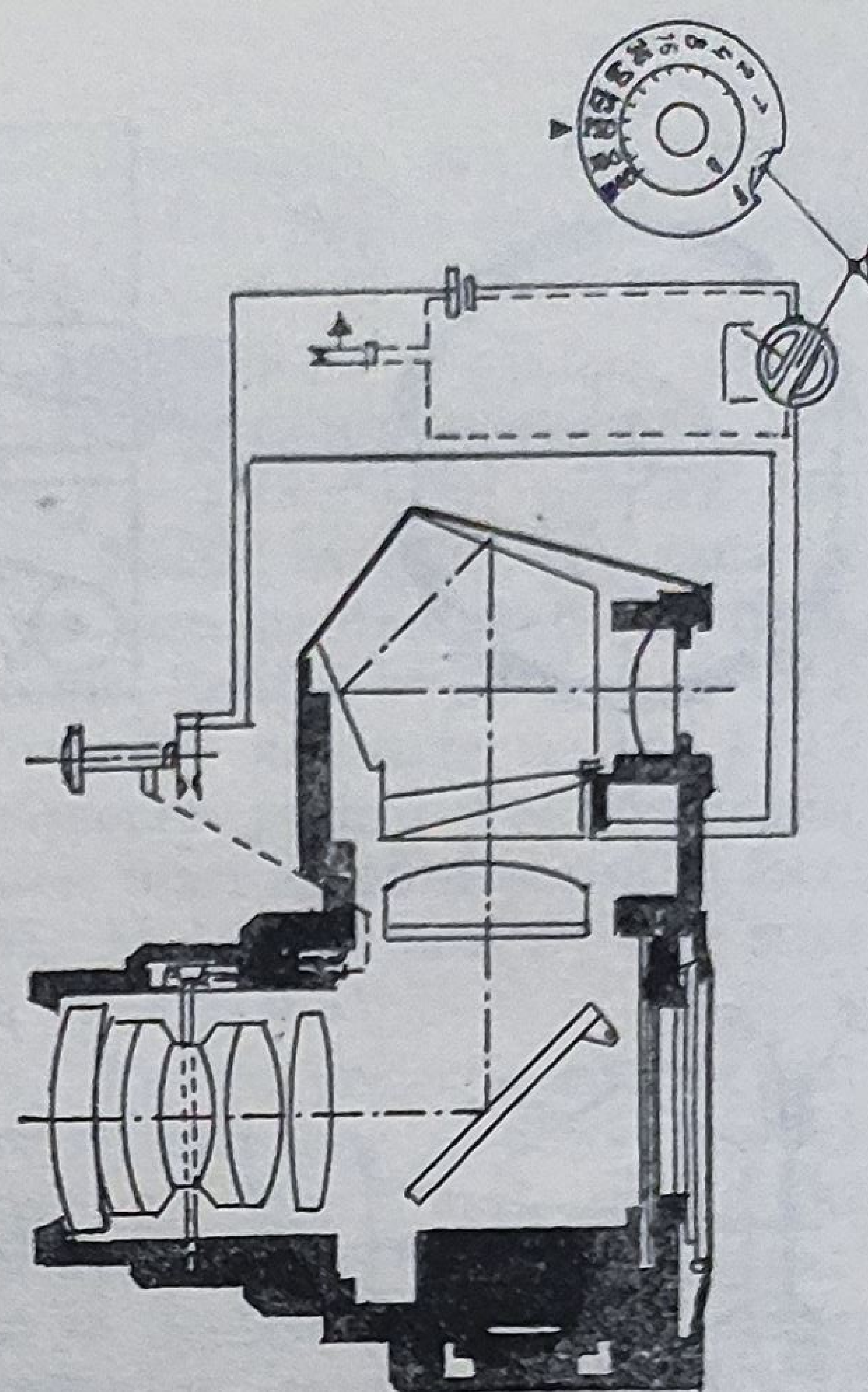
b. *Camera cu burduf*, la care depărtarea obiectivului de placa fotosensibilă se face prin intermediul unui mecanism cu pîrghii, iar lumina parazită se obturează cu un burduf negru. În prezent se folosește în ateliere. Camerele de acest tip moderne sînt prevăzute cu multe mijloace de reglare (deplasări înclinări etc.). Pentru formate de 6 × 9 cm se mai folosește de către amatori.

c. *Camera de format mic 24 × 36 mm*, provine din prima cameră în formă de tub dată de Voigtländer (1841), la care legătura dintre obiectiv și dispozitivul de susținere a plăcii fotosensibile se face printr-un tub în formă de țeavă, legătură care, la aparatele moderne, de abia se mai recunoaște. Primul aparat fotografic de format 24 × 36 modern a fost inventat de Oskar Barnack și prezentat de firma Leitz la Tîrgul Internațional din Leipzig din primăvara anului 1925.

d. *Camera cu stativ*. Este o cameră fixă cu stativ, folosită în special în ateliere, pentru formate mari. Claritatea imaginii se observă direct pe geamul mat care, apoi, este înlocuit cu placa fotosensibilă).

e. *Camera cu oglindă reflex*. Este o formă specială (fig. 6.36) a camerei anterioare la care obiectul se observă pe geamul mat. La acționarea declan-





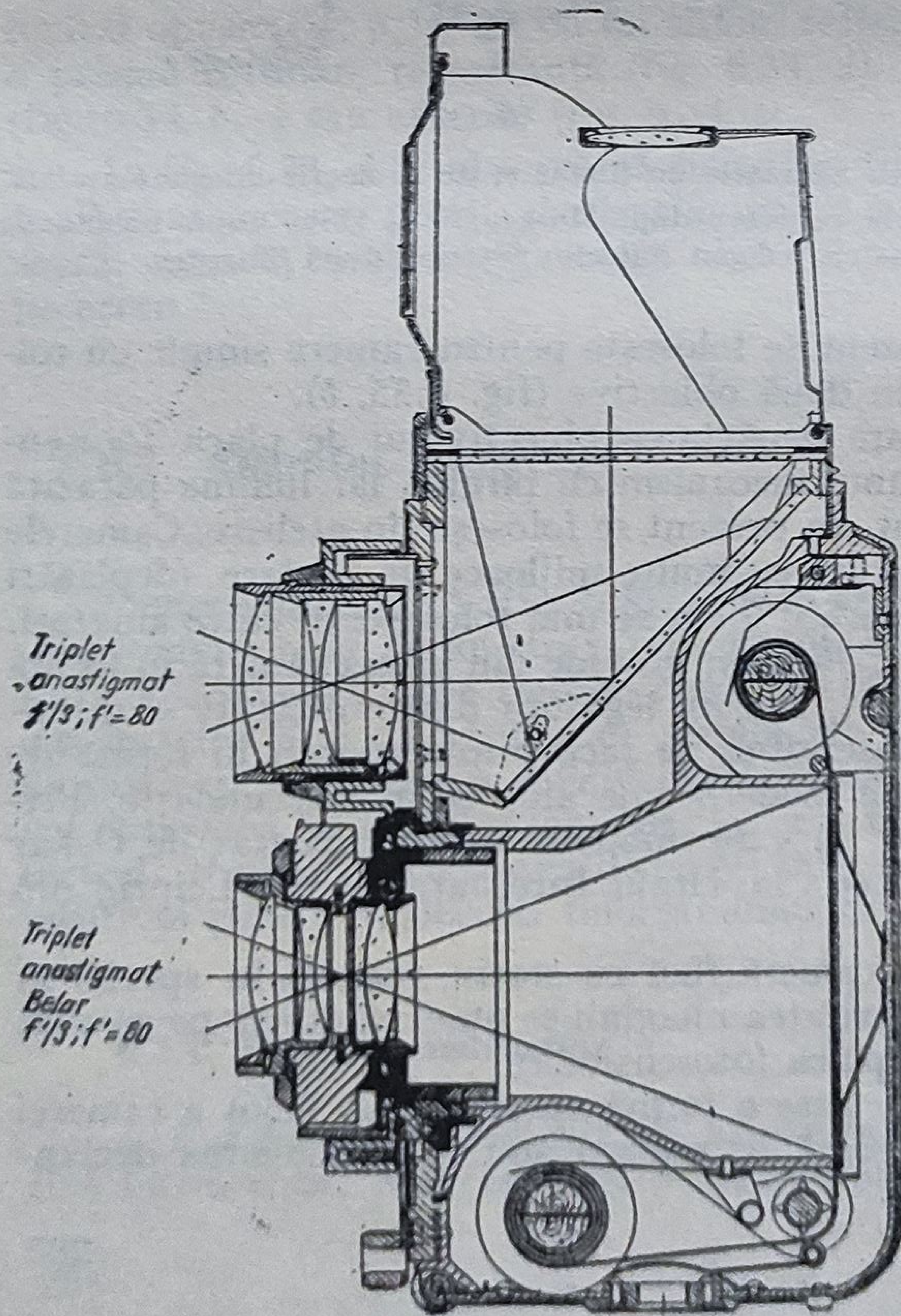




Fig. 6.35. Aparatul fotografic (camera reflex):
*a* — Practica mat; *b* — Flexaret IV-a.

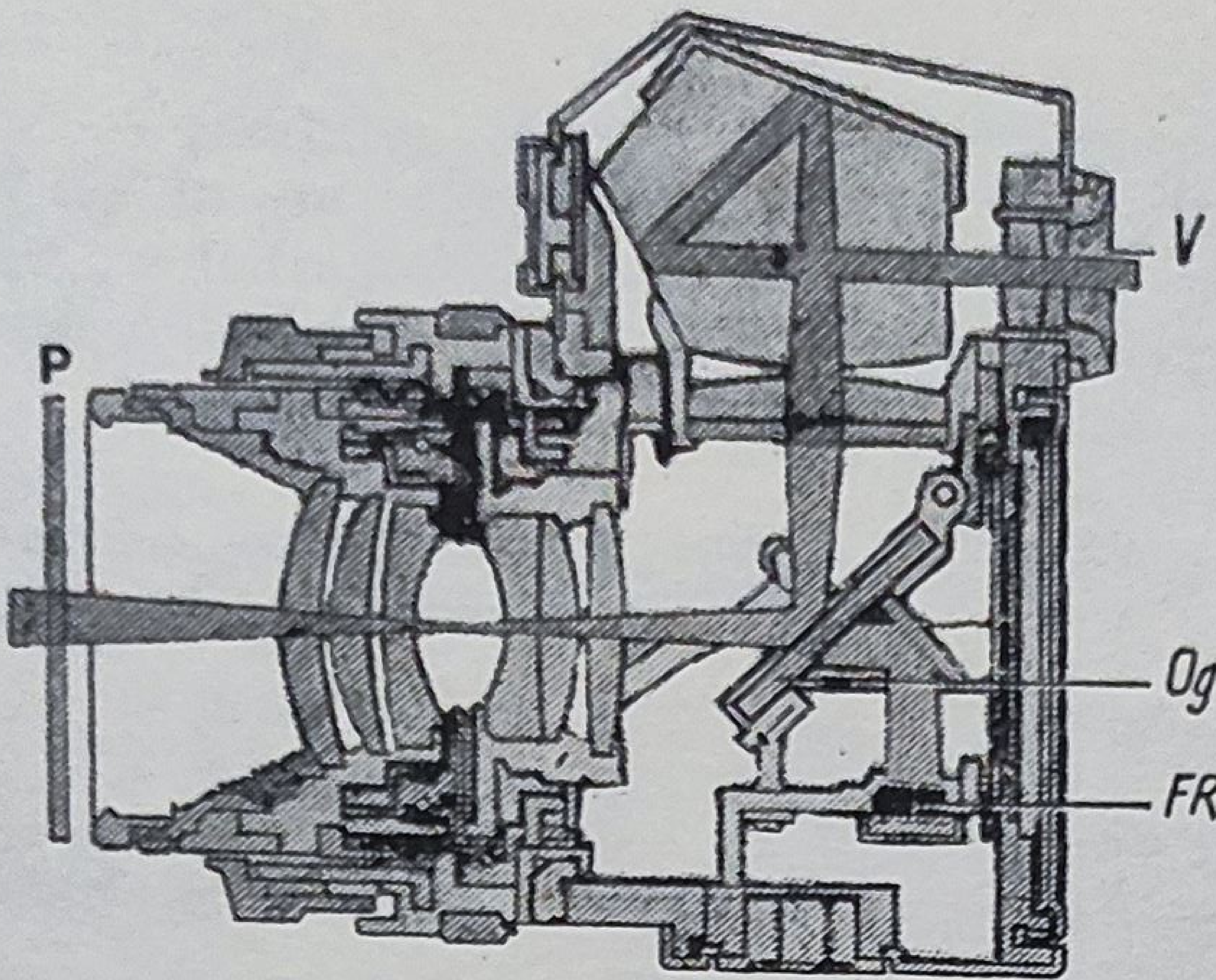



Fig. 6.36. Schema optico-mecanică a fotocamerei Leicaflex SL.

șatorului se rabate oglinda în sus sub acțiunea unui arc și lumina ajunge pe film numai în timpul în care obturatorul este deschis. La această cameră este exclusă paralaxa. Imaginea apare dreaptă dar inversată stînga — — dreapta. Dacă deasupra geamului mat se montează o pentaprismă cu acoperiș, se redresează imaginea și stînga — dreapta (fig. 6.37).

Aparatele moderne prezintă o serie de avantaje: se schimbă filmul la lumina zilei, este exclusă dubla expunere și conțin: exponometre, contoare pentru numărul de imagini, comanda automată a diafragmei, diferite blitzuri etc. În afară de acestea există diferite variante folosite în diferite scopuri, de exemplu camere de reproducere etc.

Orice cameră fotografică este caracterizată de mărimea formatului negativului $a \times b$, diagonala formatului $d = \sqrt{a^2 + b^2}$, cota de montare (distanța de la suprafața de reazem a obiectivului pînă la planul peliculei fotosensibile) și enducția (gradul de finisare a suprafeței).

### 6.7.2. Obiectivul

Obiectivul fotografic de orice tip este caracterizat de următoarele mărimi de bază:

— distanța focală $f' = \overrightarrow{H'F'}$ (fig. 6.38) egală cu diagonala formatului care se gravează pe partea frontală (în fig. 6.39, focala $f' = 50$).

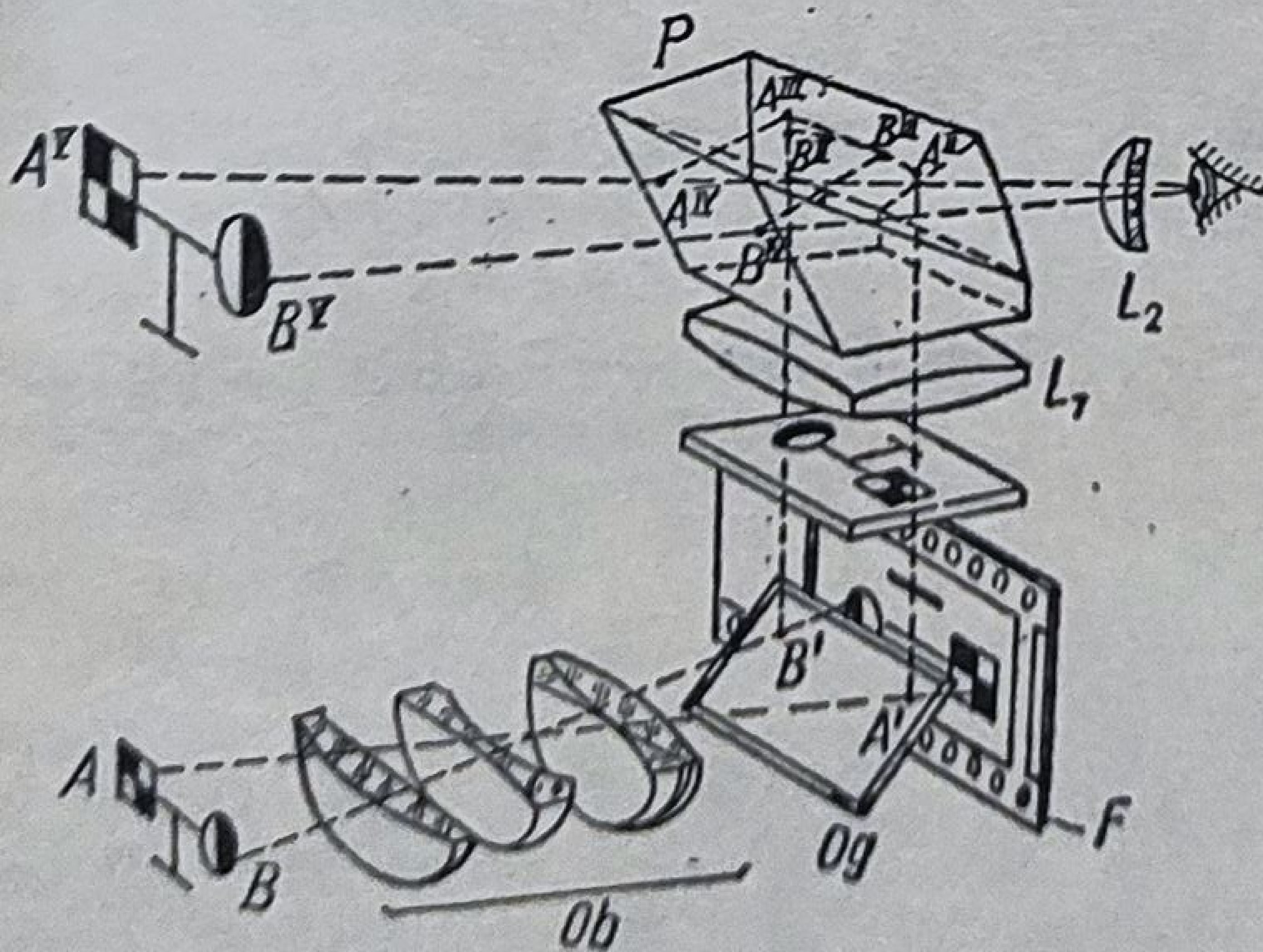



Fig. 6.37. Redresarea imaginii în camera reflex cu pentaprismă și vizor Kepler.

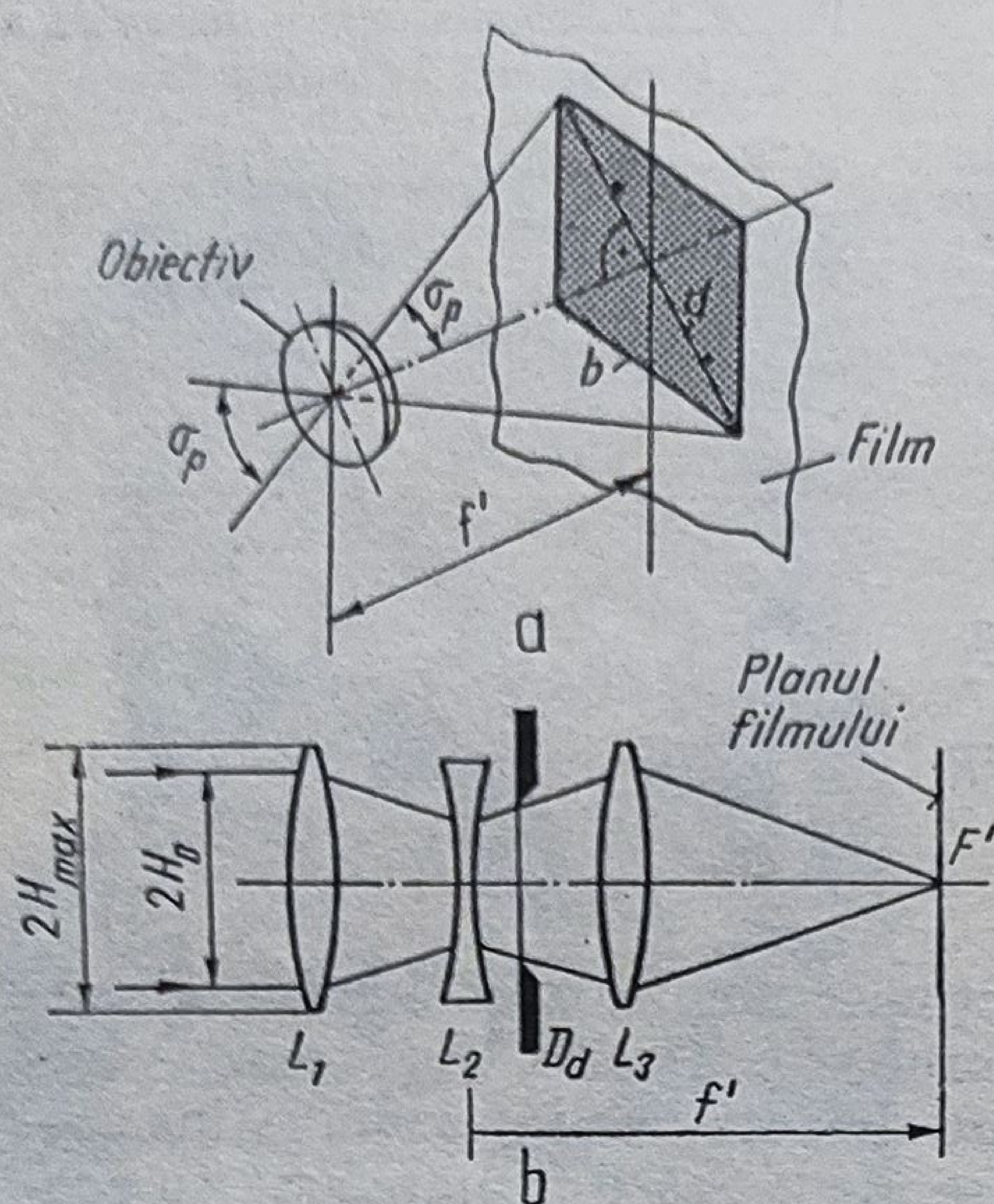



Fig. 6.38. Schemă pentru definirea caracteristicilor fotocamerei.

— deschiderea relativă $\Omega = 2H_0/f' = P_i/f'$, care se gravează pe partea frontală în formă de $1{:}N$ sau direct valoarea inversă minimă $1/\Omega$ (în fig. 6.39, $N = 1{,}4$);

— numărul de diafragmă, $N = f'/P_i$; se gravează pe inelul de diafragmă $N_j = N_{j-1} \cdot \sqrt{2} = 0{,}7$; 1; 1.4; 2; 2,8; 4; 5,6; 8; 11; 16; 22; în fig. 6.39 se văd valorile 1,4 . . . 16;

— cîmpul unghiular $2\sigma_p$, care se obține din $\mathrm{tg}\sigma_p = d/2f'$ (fig. 6.38), funcție de cîmpul unghiular, obiectivele pot fi: obiective pentru portrete și teleobiective ($2\sigma_p < 35°$; $f' > d$), care se execută în formă de telesisteme directe; obiective normale ($2\sigma_p = 35° \ldots 60°$; $f' \approx d$); obiective standard ($2\sigma_p = 45 \ldots 55°$); obiective cu cîmp mare ($2\sigma_p = 60° \ldots 180°$; $f' < d$), care se execută în formă de telesisteme inversate; obiective cu focală variabilă;

— scara de reproducere (mărirea) $\beta' = y'/y = -\bar{f}/z = -z'/f'$;

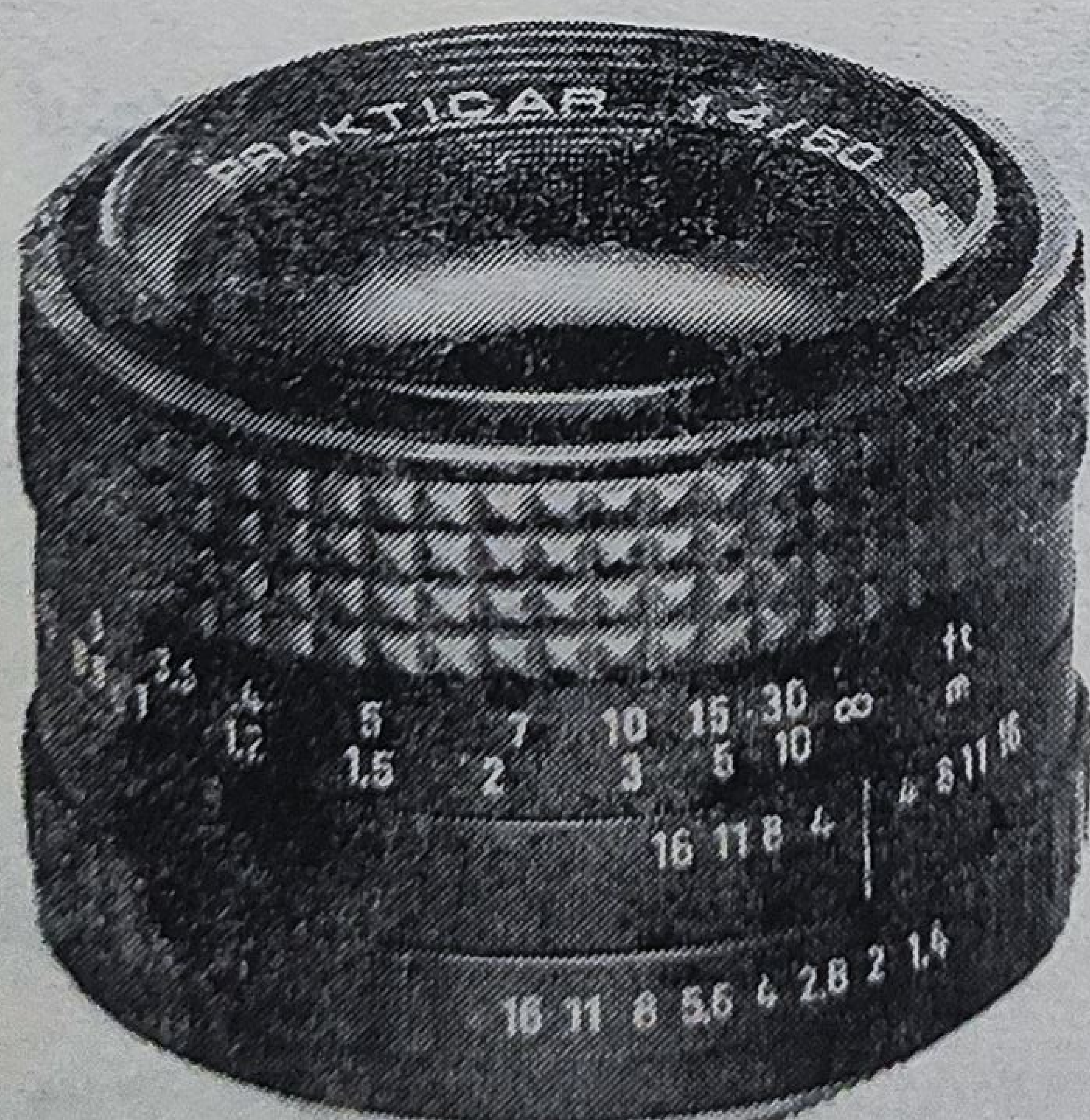



Fig. 6.39. Marcarea caracteristicilor pe obiectivul fotografic.

— rezoluția $R = 1/2\rho = 1/2{,}44N\lambda \approx 1/2N$; unde, pentru $\lambda \approx 0{,}4$ μm, $N \approx \rho$ în μm; rezoluția $R$ se măsoară în nr. de linii/1 mm; fiecare obiectiv are „o diafragmă critică" la care diametrele petelor de difuzie date de aberații și de difracție sînt egale, această poziție este optimă pentru fotografiere

— contrastul $K$ în dependență de frecvența spațială măsurată în nr. de linii/mm;

— profunzimea imagine $p_i = 4\rho Na'/f'$; pentru $s = -\infty$, $p_i = p_f = 4\rho f'/P'_i = 4\rho N$;

— profunzimea obiect $p_0 = -f'^2/2\rho N \approx s$;

— iluminarea în planul filmului depinde de vignetarea fasciculelor extra-axiale și de cîmpul unghiular (v. fig. 6.40, *a*): $E'_p = \dfrac{H_p}{H_0} \cos^4\sigma_p$ precum și de deschiderea relativă; pentru valori mici ale numărului de deschidere iluminarea este mare; scăderea iluminării în afara axei ar putea fi compensată prin montarea unei lame plan-paralele cu transmisie variabilă în fața filmului;

— claritatea $C_l = i(P_i/f')^2$;

— timpul de expunere $t = kN^2 10^{-x/10}/CE$;

— expunerea $H = Et$ *în lxs*

— perspectiva imaginii fotografice.

Un obiect $y$ este reprezentat pe retină sub unghiul $\sigma_A$ și pe placa fotosensibilă sub unghiul $\sigma_p$. Imaginea $y' = y\beta'_{ob}$ trebuie mărită de $V$ ori pentru ca ochiul s-o poată vedea sub unghiul $\sigma'_A$ mărit. Perspectiva este naturală atunci cînd $\sigma'_A = \sigma_A$.

O măsură a perspectivei o constituie raportul $R_p = \text{tg}\sigma'_A/\text{tg}\sigma_A$ care poate fi calculat pe baza fig. 6.40, b.

$$y' = y\beta'_{ob};\ y'' = yV;\ \text{tg}\sigma_A = y/e;\ \text{tg}\sigma_A = -Vy'/e;$$

$$e = p_A + p - a;\ a = f'(1/\beta'_{ob} - 1);\ p = f'(1/\beta'_p - 1);$$

$$\beta'_p = P_e/P_i;\ R_p = \frac{\text{tg}\sigma'_A}{\text{tg}\sigma_A} = \frac{V}{e'}\left[f'\left( \qquad \frac{\beta'_{ob}}{\beta'_p}\right)\right.$$

$R_p > 1$ — profunzime scurtată; $R_p < 1$ — profunzime alungită.

*Cazuri particulare:* I. $a = -\infty \to \beta'_{ob} = 0$ *și* $R_p = Vf'/e'$. Pentru $R_p = 1$ trebuie ca $e' = Vf'$. Dacă $e' < 250$ mm, trebuie folosită o lupă cu grosismentul $\Gamma = 250/e'$ și se modifică perspectiva ($R_p \neq 1$). Din acest motiv trebuie mărită fotografia. Exemple: a) Negativul $24 \times 36$ mm, realizat cu $f'_{ob} = 50$ mm a fost mărit (pozitiv) la $6{,}5 \times 90$ mm. Deci $V = 2{,}5\times$ și $e' = 125$ mm. Este necesară o lupă cu grosismentul $\Gamma = 250/e' = 2{,}5\times$. b) Același negativ se mărește cît o carte poștală ($V = 5\times$); $e' = 250$ mm. c) Negativul este realizat cu un teleobiectiv $f' = 250$ mm; $V = 1\times$, $e' = 250$ mm. Perspectiva este naturală ($R_p = 1$).

II. *Obiectivul este de tip dubluanastigmat, cu* $\beta'_p = +1$. În acest caz $P_i$ coincide cu $P_{ochi}$ și $P_A = 0$. Rezultă $R_p = \text{tg}\sigma'_A/\text{tg}\sigma_A = Vf'(1-\beta'_0)/e'$; $a' = f'(1-\beta'_{ob})$ și $R_p = Va'/e'$. Exemple: a) negativ de portret $24 \times 36$ mm cu $f'_{ob} = 50$ mm; $a = 2000$ mm; $\beta'_{ob} = -1/40$; $e' = 250$ mm. Se obține: $R_p = \text{tg}\sigma'_A/\text{tg}\sigma_A \approx V/5$. Deci pentru a obține perspectiva naturală trebuie mărit pozitivul de $5\times$ (la $65 \times 90$).

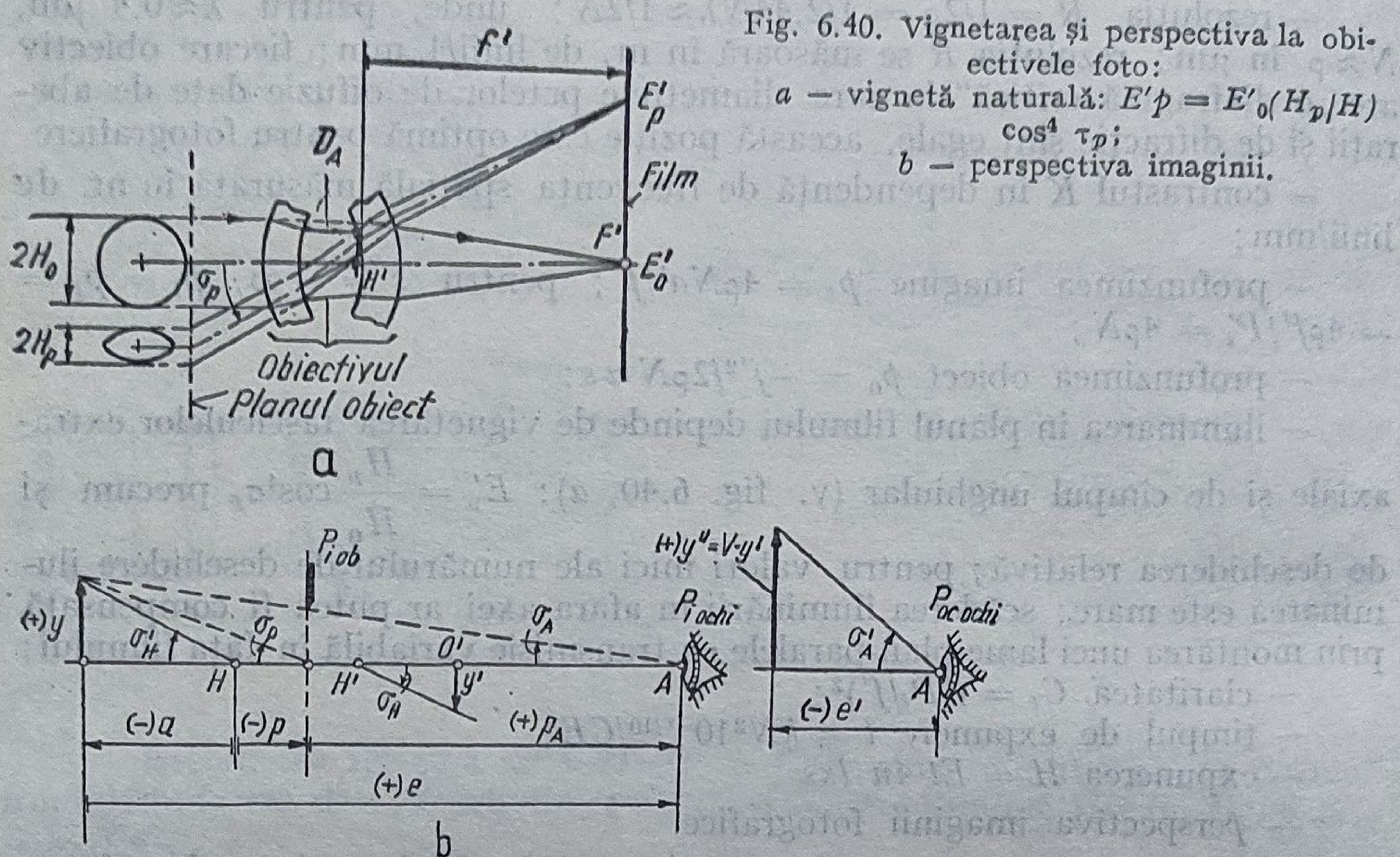



Fig. 6.40. Vignetarea și perspectiva la obiectivele foto:
$a$ — vignetă naturală: $E'p = E'_0(H_p/H)\cos^4\tau_p$;
$b$ — perspectiva imaginii.

Pentru ca un portret să pară natural, trebuie ca între focala obiectivului și mărirea $V$ să existe relația:

$$R_p = \mathrm{tg}\sigma'_A/\mathrm{tg}\sigma_A = Vf'_{ob}\cdot(1-\beta'_{ob})/250 = 1;\quad V\beta'_{ob} = -1/4$$

$$f'_{ob} = = 250/(V + 1/4)\ \mathrm{mm}.$$

De exemplu, pentru $V = 2{,}25$ și $f' = 100$ mm trebuie ca $a' > 2000$ mm, pentru ca formatul $24\times36$ mm să fie umplut cu capul persoanei fotografiate.

III. Care este distanța $e'$ pentru realizarea perspectivei naturale la proiecția unui film îngust, dacă obiectul a fost fotografiat de la distanță mare? Exemplu: $f'_{ob} = 20$ mm; $f'_{proiector} = 50$ mm; $e' = 5000$ mm; $\beta'_{ob} = 0$; $V = e'/f'_p - 1 = 5000/50 - 1 = 99\times$; $R_p = \mathrm{tg}\sigma'_A/\mathrm{tg}\sigma_A = Vf'_{ob}/e' = 1$; $e' = Vf'_{ob} = 99\cdot20 = 1980$ mm.

Dacă obiectul se fotografiază de aproape, cu un sistem adițional cu focala $f'_a = 250$ mm situat în fața obiectivului cu $f'_{ob} = 20$ mm, sistemul rezultant are focala $f' = 19$ mm. În aceleași condiții de mai sus se obține: $f'_{ob} = 19$ mm; $\beta'_{ob} = -20/250 = -0{,}08$; $\beta'_p = +1$; $p = 0$; $e = 2000$ mm; $V = 99\times$; $R_p = 99\cdot19\cdot1{,}08/2000 = 1{,}015$. Așadar, perspectiva este naturală.

Pentru a se putea determina exact perspectiva naturală trebuie cunoscută mărirea transversală pupilară a obiectivelor fotografice (tabelul 6.2).

*Tabelul 6.2.* **Mărirea transversală pupilară pentru obiective fotografice***

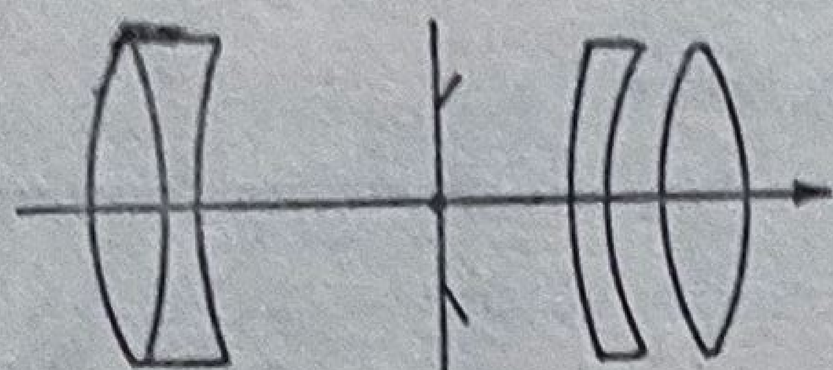
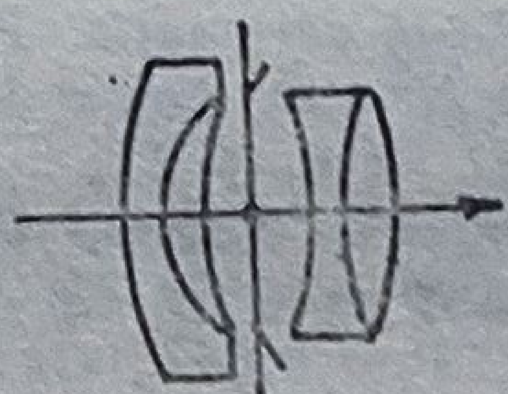
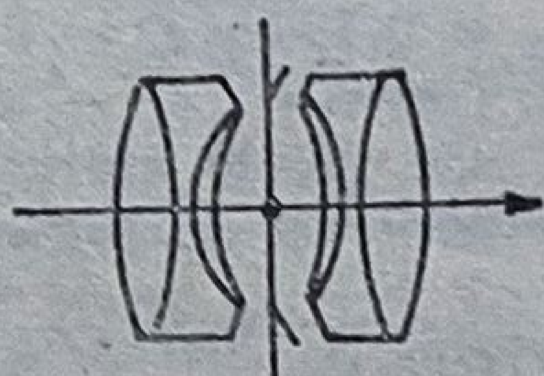
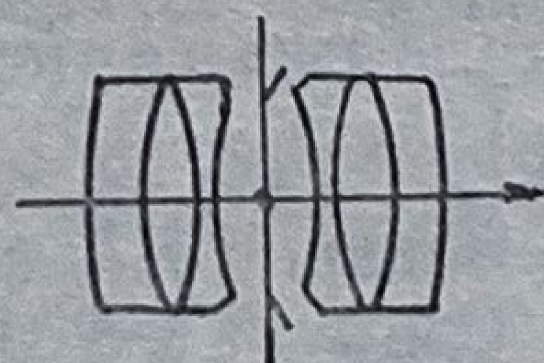
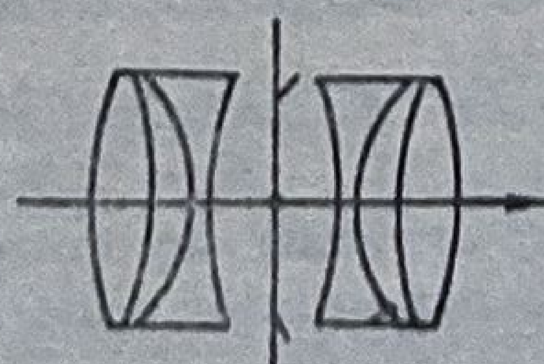
| Obiectiv | Mărire | Obiectiv | Mărire |
|---|---|---|---|
| Biotar | 1,40 | Biotessar | 0,92 |
| Ernostar | 1,07 | Bistelar | 0,73 |
| Xenon | 1,04 | Biogon | 0,69 |
| Obiective simetrice | 1 | Sonnar | 0,63 |

* J. Flügge [23].

Se cunosc numeroase forme constructive de obiecte fotografice cu cele mai diferite caracteristici, realizate din lentile și din lentile și oglinzi, dar toate au fost dezvoltate pe baza teoriei aberațiilor, pornind de la tipurile reprezentative redate în tabelul 6.3.

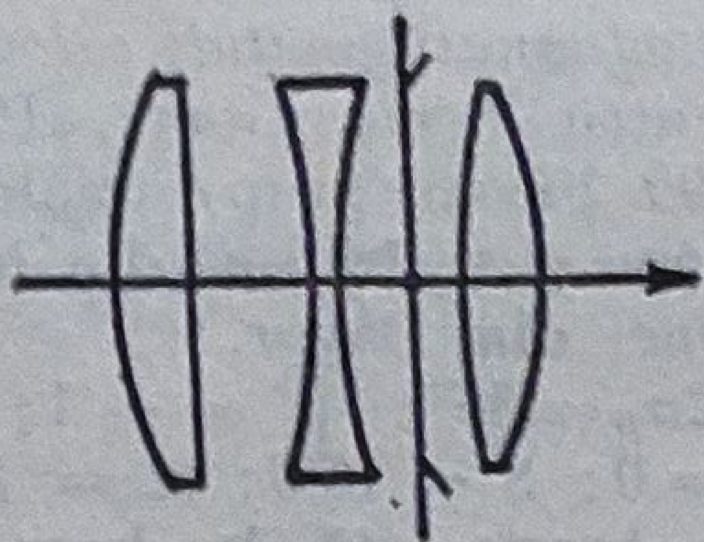
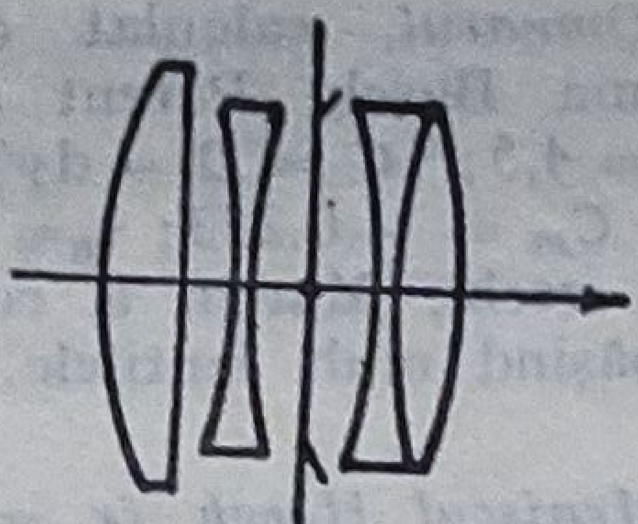
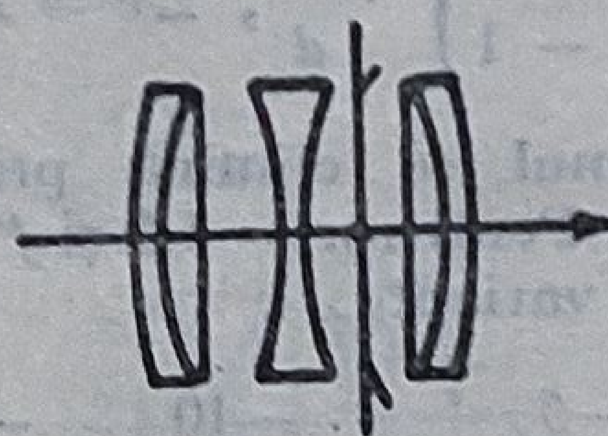
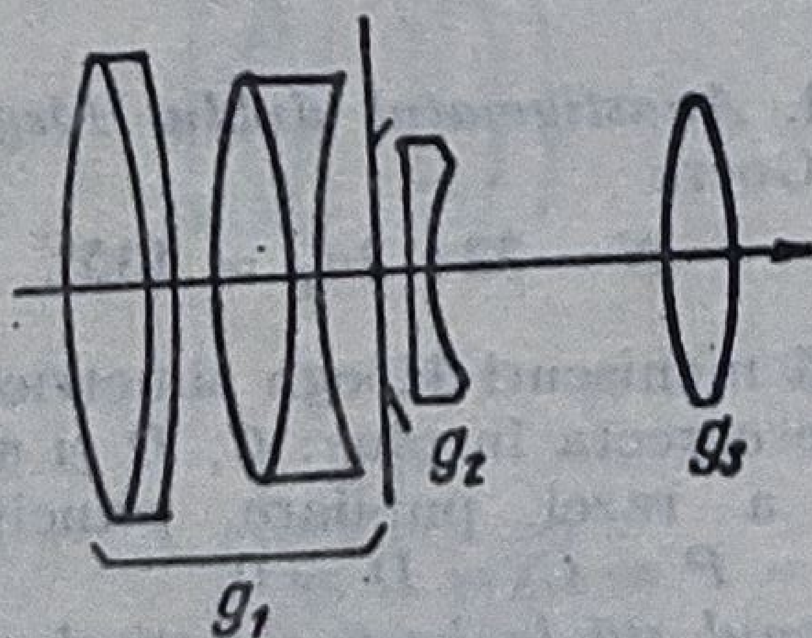
*Tabelul 6.3.* **Obiective fotografice**

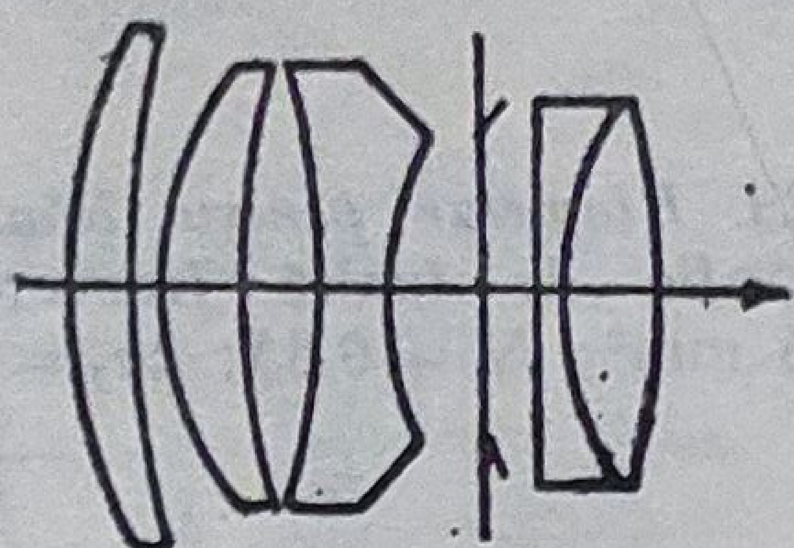
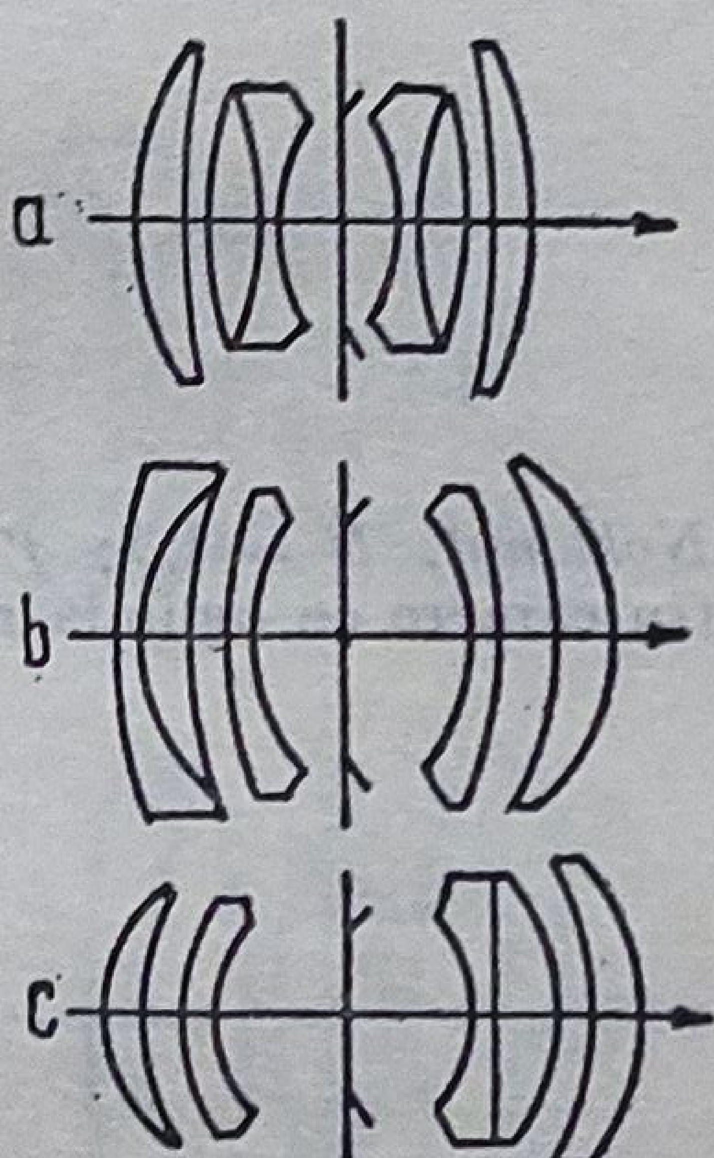
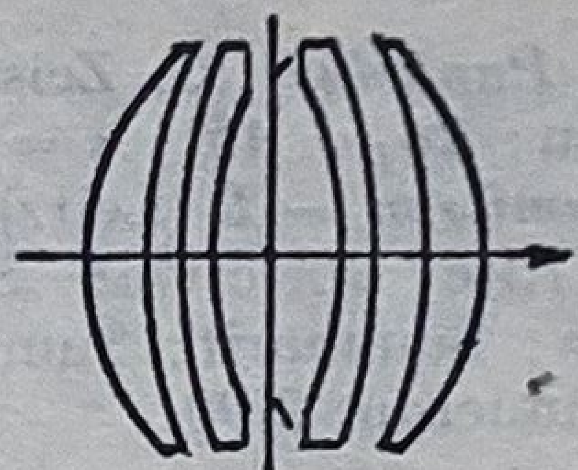
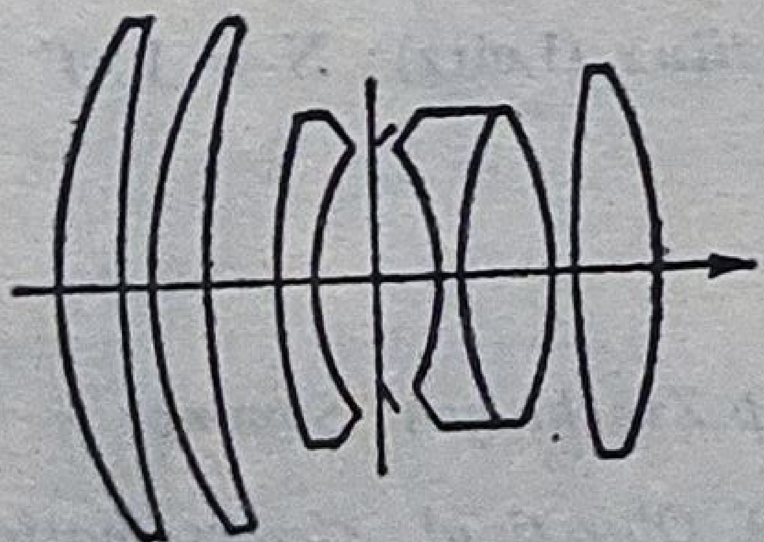
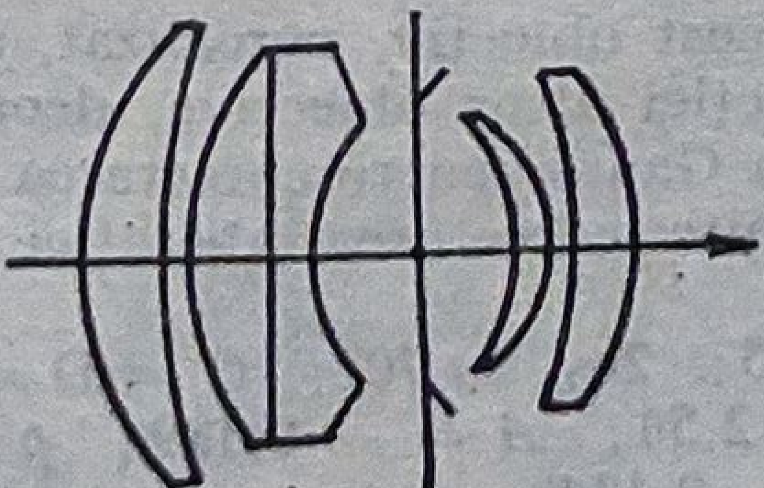
| Nr. crt | Schema | Denumire și caracteristici |
|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 |
| 1 | a<br>b | 1. *Simpletul menisc* $N = 14$; $2\sigma_p = 50°$ brevet englez: 271186/1927; $\nu_0 = +40{,}8$; $r_1 = +15$; $r_2 = 19{,}7$; $d = 2{,}5$; $n_F = 1{,}5306$; $\nu = 53$; $p' = +5{,}0$; $S = +60{,}2$; $C = +3{,}39$; $A = 0{,}023$; $P = 0{,}552$; $C_s = +0{,}575$; $C_m = 0{,}599$; $C_M = 0{,}622$; $D = -0{,}268$; $dy'/y = 1{,}78$ ‰. Se lucrează cu deschideri mici: $N = 14$. Se utilizează la camere simple, BOX. |
| 2 | a<br>b | 2. *Simpletul acromatic*. Frontar, calculat de F. Weidert $N = 9$; $2\sigma_p = 34°$. Patent SUA 1 643 865/1924; $r = +21$; $-35$; $+38{,}82$; $d = 3$; $1{,}25_8$ $\nu_0 = +5{,}30$; $n_F = 1{,}5157$; $1{,}5577$; $\nu = 63{,}4$; $47{,}1$. $p = +7$; $S = 20$; $C = 3{,}4$; $A = -0{,}039$; $P = 0{,}647$; $C_S = 0{,}608$; $C_m = -0{,}569$; $C_M = 0{,}53$; $D = -0{,}349$; $dy'/y' = -0{,}65$ ‰. Se utilizează la camere simple, BOX. |
| 3 | | 3. *Periscopul A. Steinheil (1865)* $N = 40$; $2\sigma_p = 92°$; $\beta' = -1$; $r = -20{,}8$; $-17{,}5$; $d = 1{,}3$; $n_d = 1{,}5233$; $\nu = 59{,}6$; $\Delta n = 0{,}00876$; $p_1 = -6{,}3$; $S = 82$; $C = 0$; $A = -0{,}14$; $P = 0{,}616$; $C_S = 0{,}476$; $C_m = 0{,}333$; $C_M = 0{,}194$; $D = 0$; $dy'/y' =$ ‰. Pentru $\beta' = 0$ (pentru $s = -\infty$) crește aberația de coma. Cu focale mari, se folosește ca obiectiv de portrete și de proiecție. |
| 4 | a<br>b | 4. *Aplanatul A. Steinheil (1867)* $N = 10{,}5$; $2\sigma_p = 60°$; $\beta' = -1$; $r = -2{,}3$ $-8{,}3$; $d = 3{,}6$; $0{,}9$; $n_{d1} = 1{,}5803$; $n_{d2} = 1{,}6159$; $\Delta n = 0{,}1385$; $0{,}01684$; $\nu = 42{,}0$; $36{,}5$; $p_1 = -1{,}15$; $S = 14{,}9$; $C = 0$; $A = -0{,}107$; $P = +0{,}539$; $C_S = 0{,}431$; $C_m = 0{,}324$; $C_M = 0{,}216$; $D = 0$; $dy'/y' = 0$; $\nu_0 = +700$. Pentru $\beta' = 0$ coeficienții se modifică puțin. Cu suprafața lipită s-au corectat aberațiile cromatice, iar cu poziția diafragmei s-a micșorat astigmatismul.<br><br>*Antiplanetul A. Steinheil* pentru portrete (fig. 4, *b*). $2\sigma_p = 31°$; $N = 3{,}9$ este corectat foarte bine de curbura de cîmp și deci este precursorul anastigmatelor. S-a folosit metoda compensării aberațiilor. |

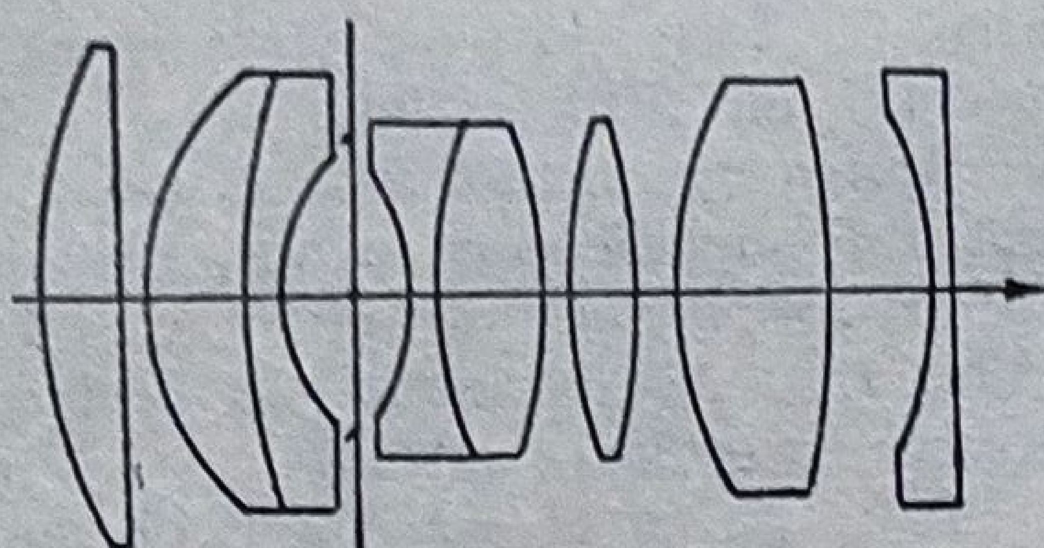
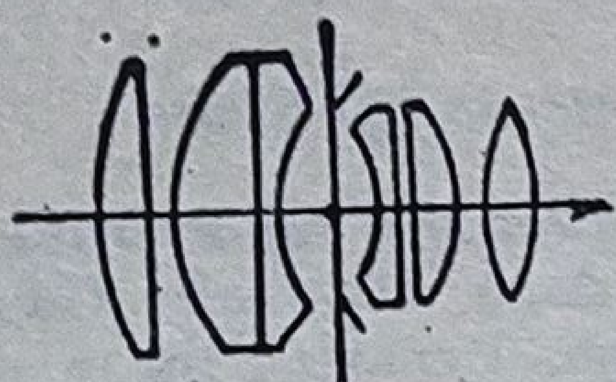
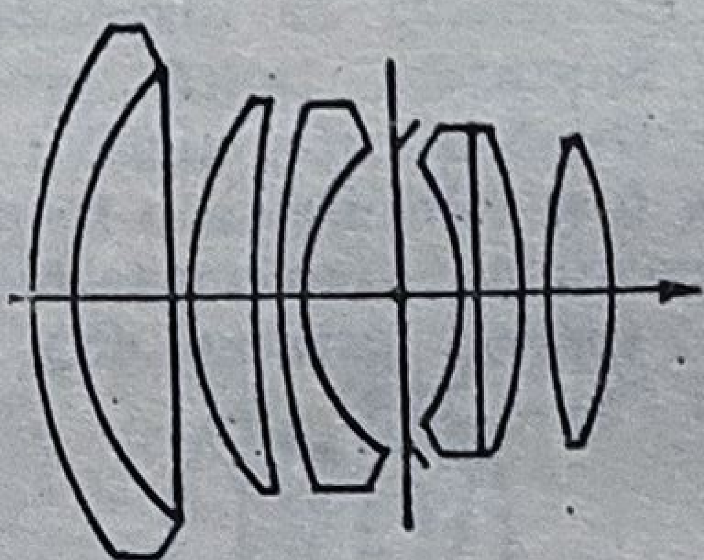
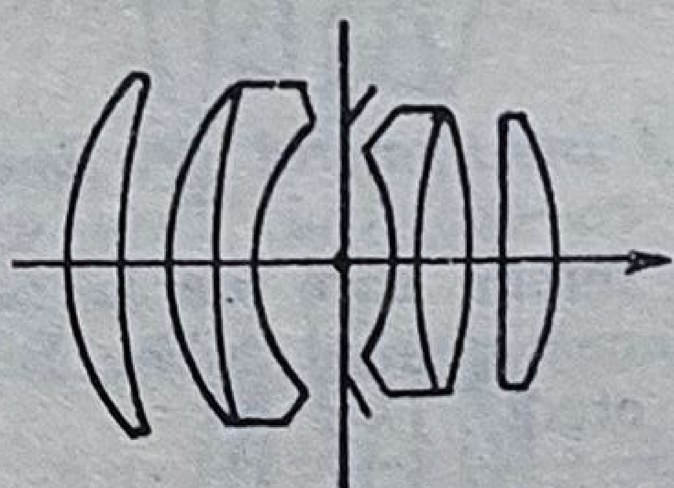
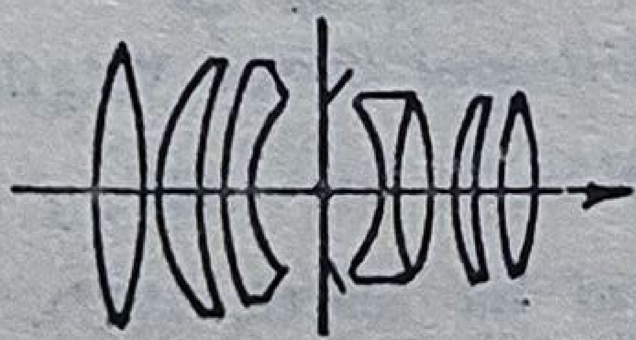
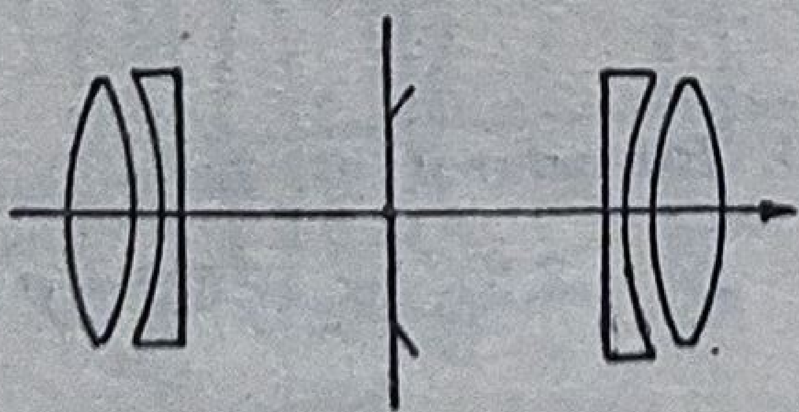
| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 5 |  | 5. *Obiectivul Petzval (1840)*, cu $N = 3{,}4$ pentru portrete. $2\sigma_p = 20°$. Meniscul divergent din grupul II a permis corectarea aberației sferice. Datele de mai jos sînt valabile pentru un obiectiv american, firma Busch (1928) cu $N = 1{,}6$ și $2\sigma_p = 14°$: $r = +86{,}59;\ -71{,}54;\ -640{,}78;\ -73{,}37;\ +48{,}55;\ +64{,}9;\ -296{,}49$; $d = 20{,}5;\ 4{,}2;\ 54{,}6;\ 4{,}2;\ 7{,}2;\ 12$; $n_d = 1{,}51;\ 1{,}62;\ 1{,}62;\ 1{,}51$; $\Delta n = 0{,}00805;\ 0{,}01706;\ 0{,}01706;\ 0{,}00805$; $p? = +500$; $\nu = 63{,}4;\ 36{,}6;\ 36{,}3;\ 63{,}4$; $S = +0{,}326$; $C = 0{,}242$; $A = 0{,}019$; $P = 0{,}901$; $C_S = 0{,}92$; $Cm = 0{,}939$; $C_M = 0{,}958$; $D = 0{,}277$; $\nu_0 = +634$; $dy'/y' = -15°/_{00}$. Astigmatismul este corectat de $r_4$; $\sigma'_{p4} = 0$. Cele două grupuri sînt acromatizate separat. |
| | *Obiective anastigmate duble* ($\Sigma P$ foarte mică) | |
| 6 |  | 6. *Protarul*, calculat de P. Rudolph Patent german 56 109/1890. NOTA: Cînd două simplete infinit subțiri sînt situate la distanța $d = 0$, adică $h_2 = 1$, se combină un acromat vechi cu unul nou; dacă $h_2 \neq 1$, se pot combina două acromate (dublete lipite) vechi, pentru corectarea $C_m$; $g_1$—acromat vechi corectat de coma; $g_2$ = acromat nou corectat. Suprafața $r_2$ corectează $S$, iar $r_5$ are același semn + ca $r_2$ pentru a nu fi influențată dezavantajos $\Sigma P$. Combinînd acromatul vechi cu cel nou se corectează $S$, $A$ și $C$ simultan. În locul suprafețelor lipite pot fi introduse lentile subțiri în aer cu aceeași acțiune (v. fig. 10). |
| 7 |  | 7. *Dagorul*, calculat de E. von Höegh. Patent german 74 437/1892; $N = 8$; $2\sigma_p = 60°$; $\beta' = -1$; $r_2$ permite corectarea aberației sferice; $r_3$ fiind pozitiv, influențează aberațiile, adică permite planarea imaginii. $C = D = dy'/y' = 0$; $S$ mare; $\nu_0 = -175$. |
| 8 |  | 8. Dubluanastigmatul, calculat de P. Rudolph. $N = 6{,}3$; $2\sigma_p = 56°$; $\beta' = -1$. $C = D = dy'/y' = 0$; $A = 0{,}22$; $S = +11{,}3$; $\nu_0 = +94$. Fiecare grup este format dintr-un acromat vechi și unul nou, cu aceeași lentilă și deci devine un triplet lipit. |
| 9 |  | 9. *Orthostigmatul* Este alcătuit tot din două grupuri, fiecare grup fiind format dintr-un acromat vechi și unul nou, cu o lentilă comună, din același material. |

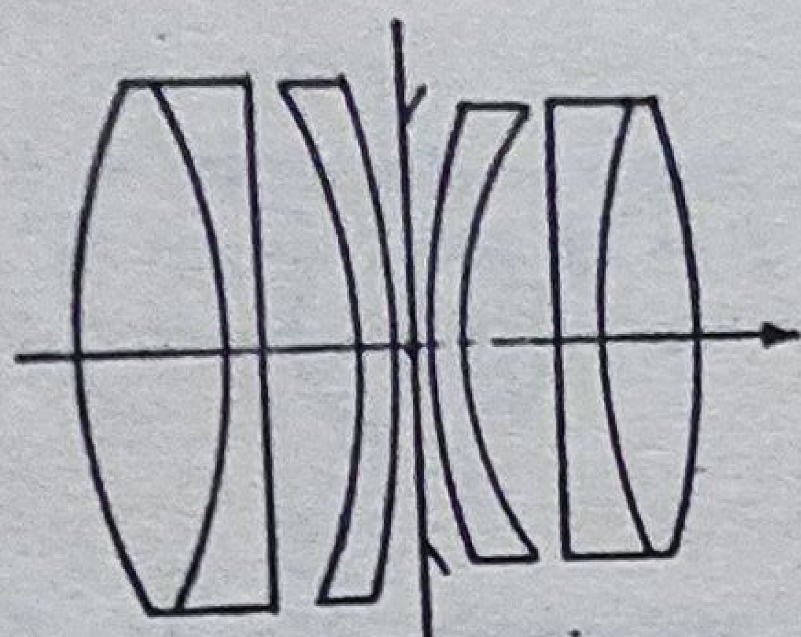
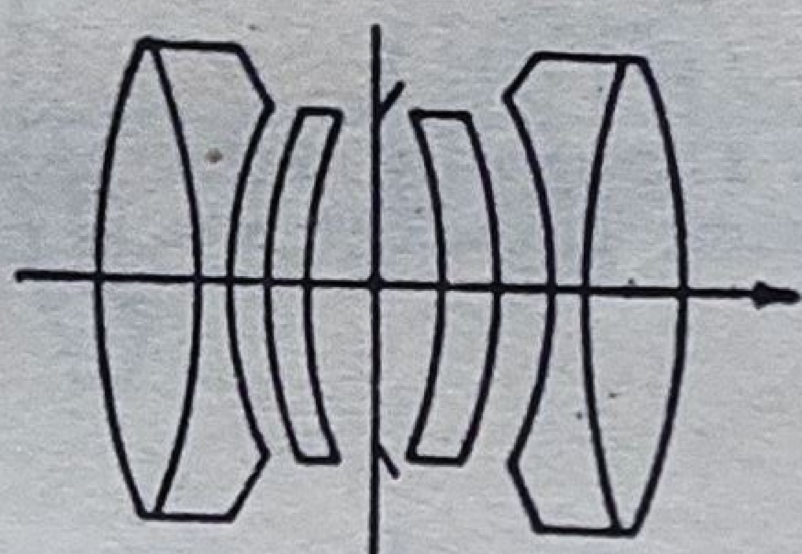
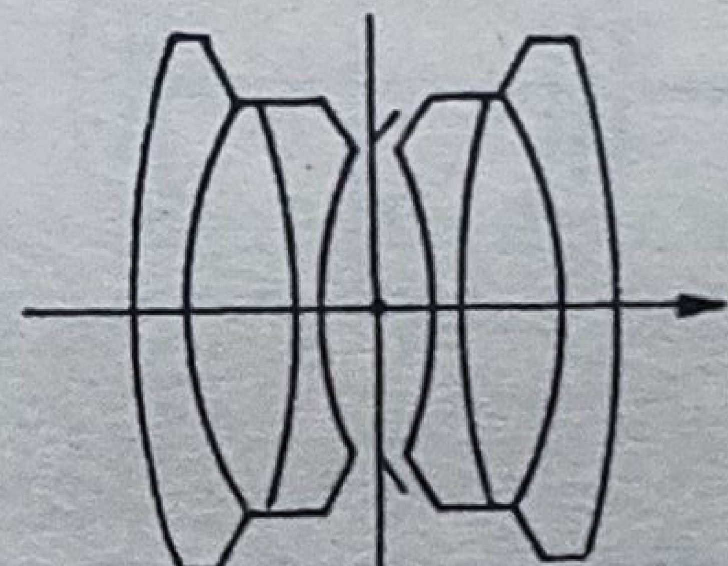
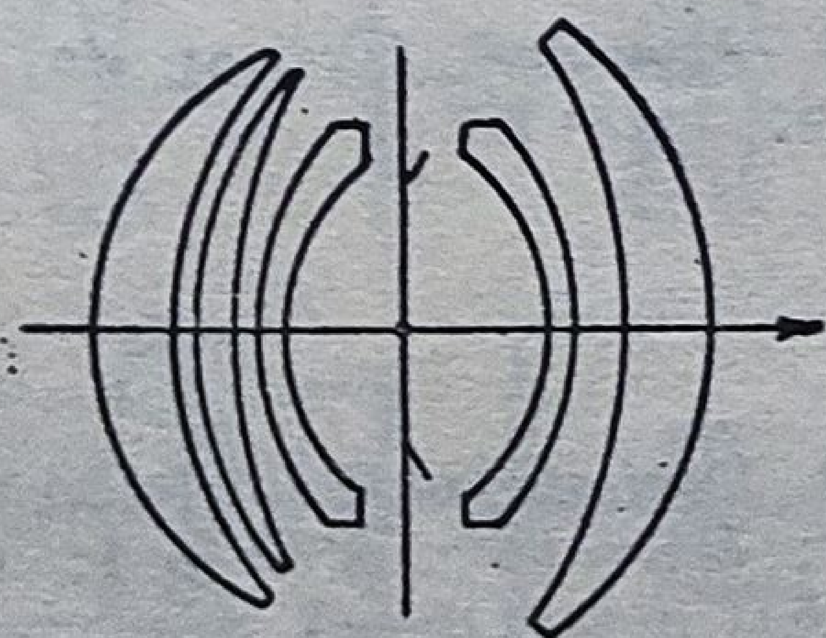
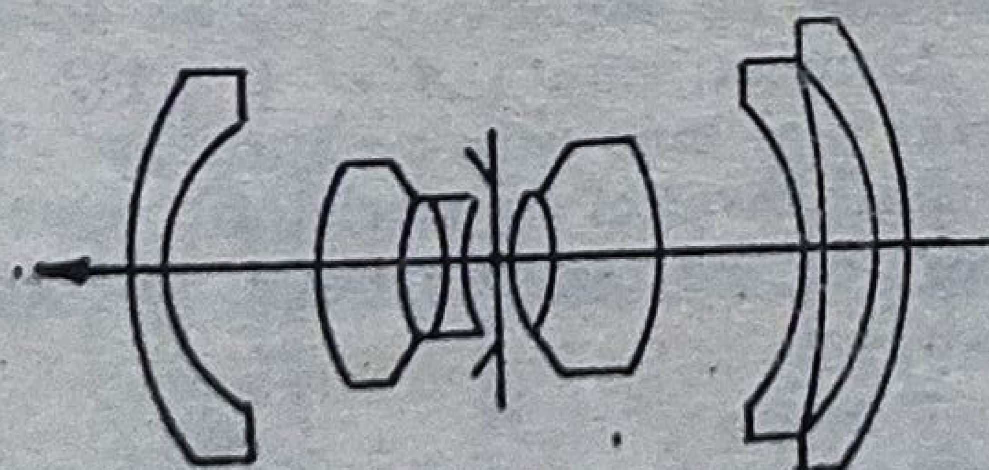
| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 10 | | 10. *Dubluanastigmatul, calculat* de E. von Höegh pentru firma Goerz. Patent german 107358/1899. Fiecare grup este alcătuit din două acromate nou și vechi, una din lentile fiind în aer. Provine, din Dagor.<br>$N = 6$; $2\sigma_p = 56°$; $\beta' = -1$; $C = D = dy'/y' = 0$; $S = 16{,}6$; $A = +0{,}063$; $\nu_0 = +220$. Acesta stă la baza mai multor anastigmate. |
| 11 | | 11. *Sintorul (celorul)*, calculat de E. von Höegh pentru firma Goerz. Patent german 109283/1898. Acest obiectiv este de tip orthostigmat, la care fiecare grup este un triplet lipit, cu lentila mijlocie din aer. De fapt este un acromat nou care poate fi corectat de sfericitate. Are însă coma considerabilă (−18). Cele două grupuri simetrice permit o bună corecție. $N = 7{,}6$; $2\sigma_p = 61°$; $\beta' = -1$; $C = D = dy'/y' = 0$; $\nu_0 = +155$; $A = 0{,}007$; $S = +2{,}97$; $C_m = 0{,}272$. |
| 12 | | 12. *Omnarul*, calculat de K. Martin pentru firma Busch. Patent austriac 8364/1901; $N = 4{,}5$; $C = D = dy'/y' = 0$; $S = -3{,}31$; $C_m = -0{,}253$; $\nu_0 = +3200$. Folosind sticle vechi, Martin a corectat $\Sigma P$ și $\Sigma(\varphi/\nu)$ depășind mult lentilele. |
| 13 | | 13. *Meniscul Höegh* $(r_1 = r_2 = r)$<br>$f' = \left(\frac{r}{n-1}\right)^2 \cdot \frac{n}{d}$; $\Sigma P = P_1 - P_2 = 0.$<br>Astigmatismul se elimină prin poziționarea diafragmei. Pentru $n = 1{,}5$ și $f' = 100$ se obțin mai multe variante:<br>$\begin{array}{lcccc} r & -5 & -10 & -15 & -20 \\ d & 1{,}5 & 6 & 13{,}5 & 24 \\ p & -3{,}88 & -5{,}62 & -5{,}47 & -3{,}72 \end{array}$<br>$S$ și $C$ nu pot fi corectate, dar $A$, $P$ și $C_S$ pot fi aproape nule. |
| 14 | | 14. *Anastigmatul dublu Höegh* — Hypergonul Goerz<br>$N = 32$; $2\sigma_p = 135°$.<br>Cu două meniscuri Höegh simetrice $(\beta' = -1)$ se poate corecta în plus: $C$, $D$ și aberația cromatică a razei pupilare principale. Deci: $C = A = P = C_S = D = 0$<br>*Hypergonul stă la baza obiectivelor moderne cu cîmp mare.* |

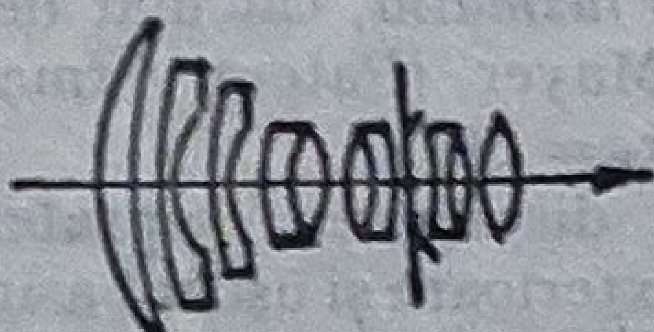
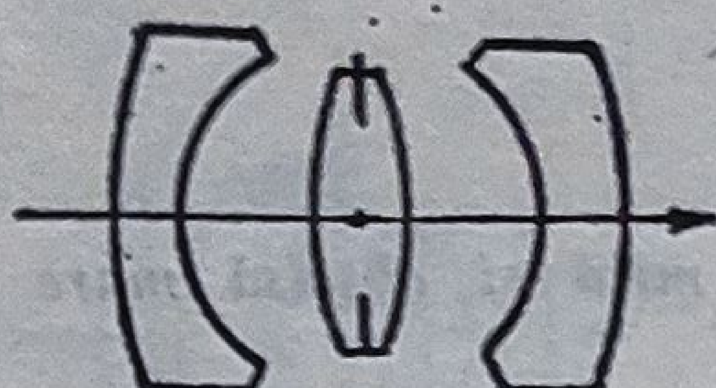
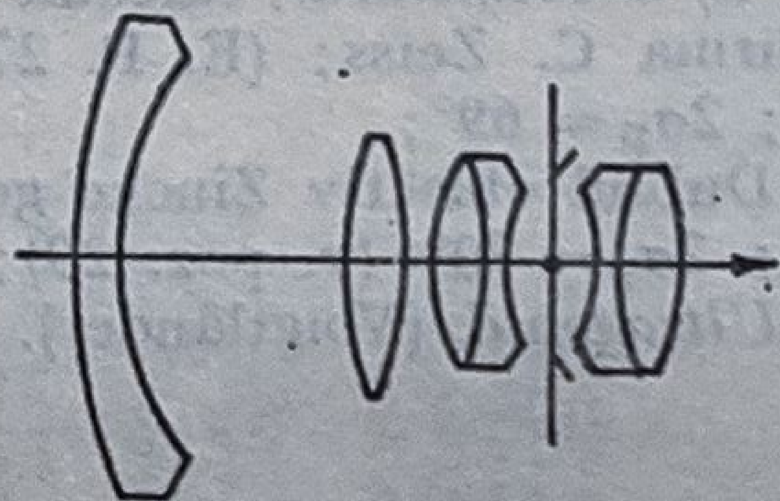
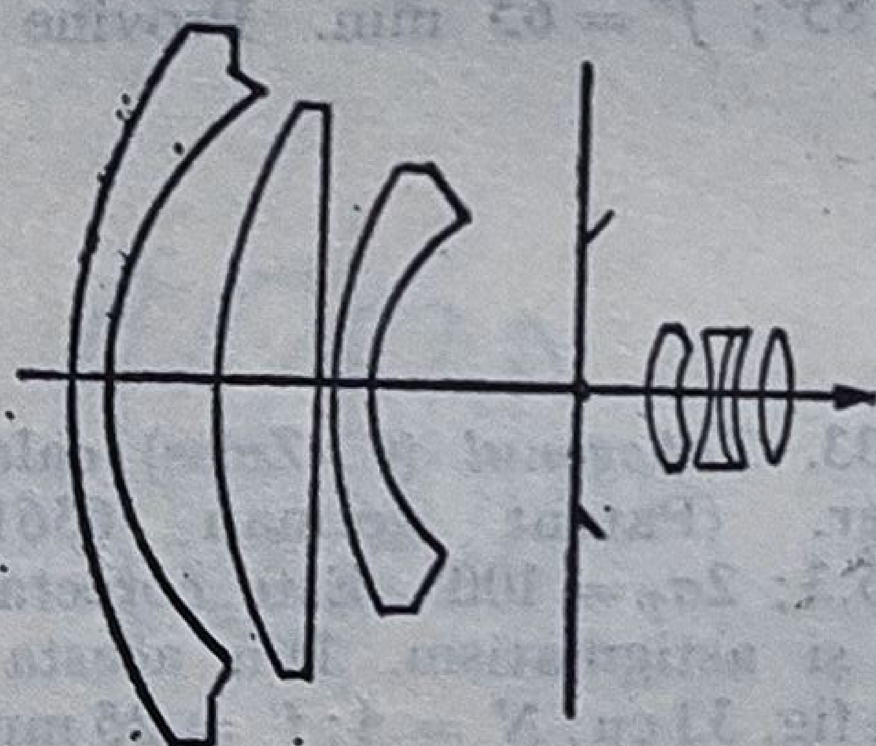
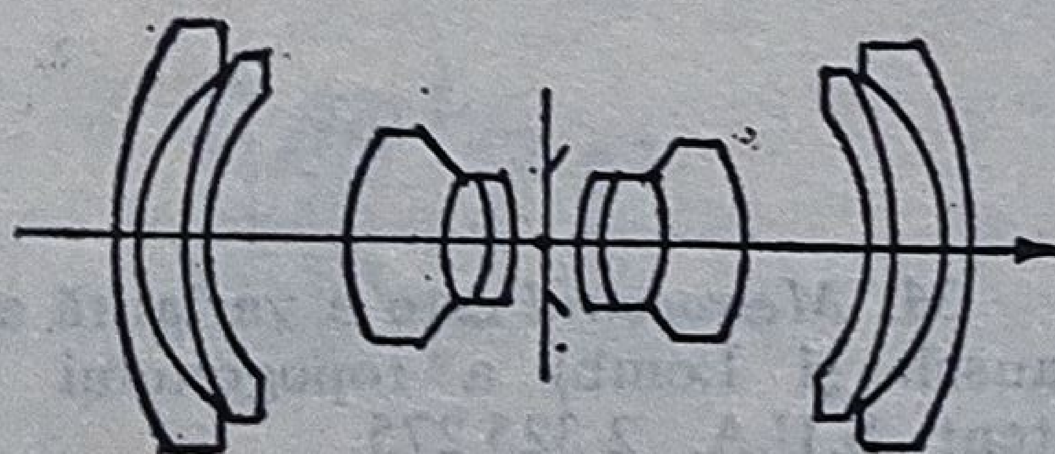
Tabelul 6.3 (continuare)

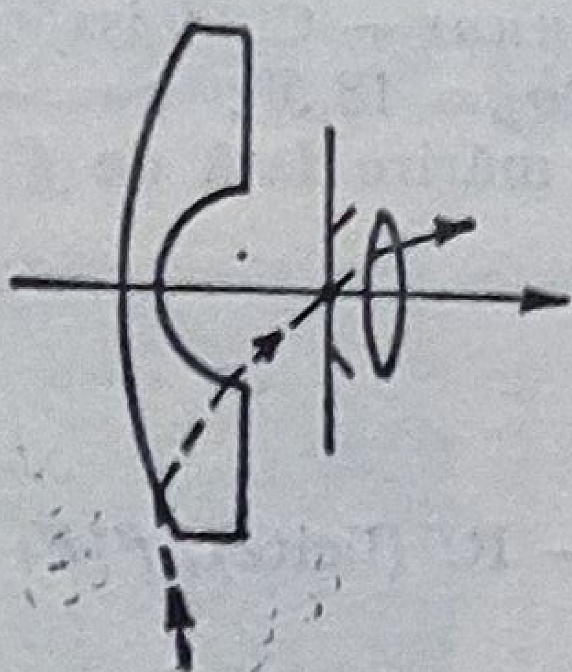
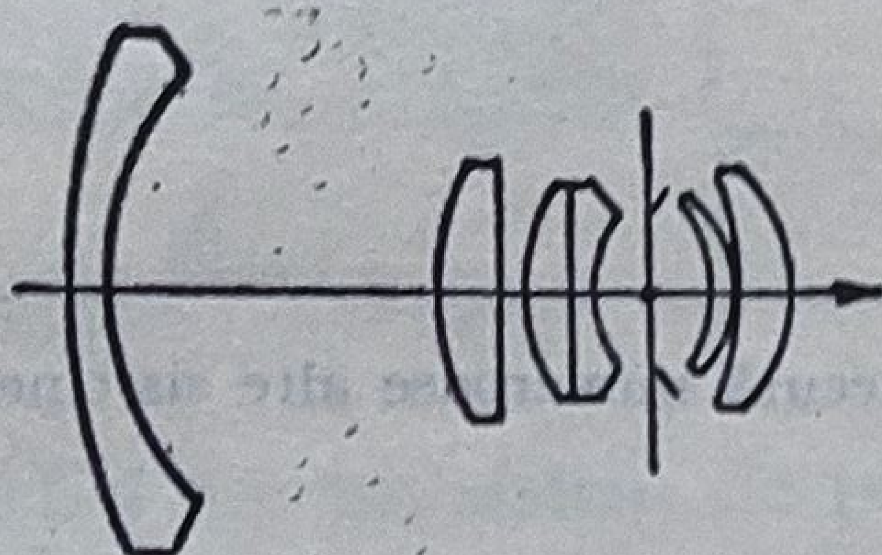
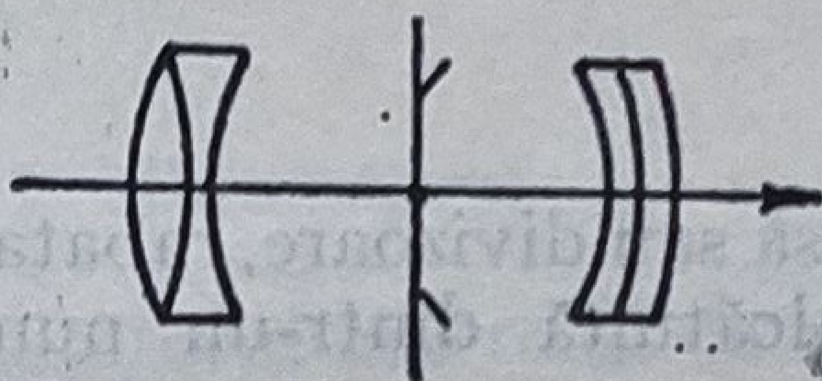
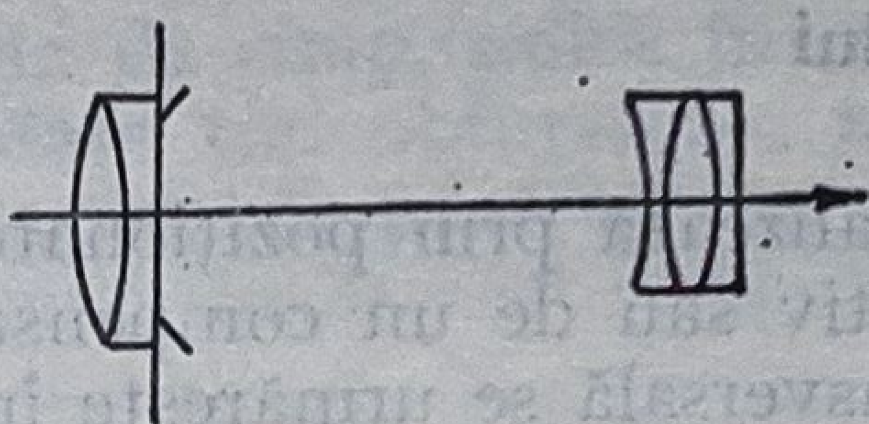
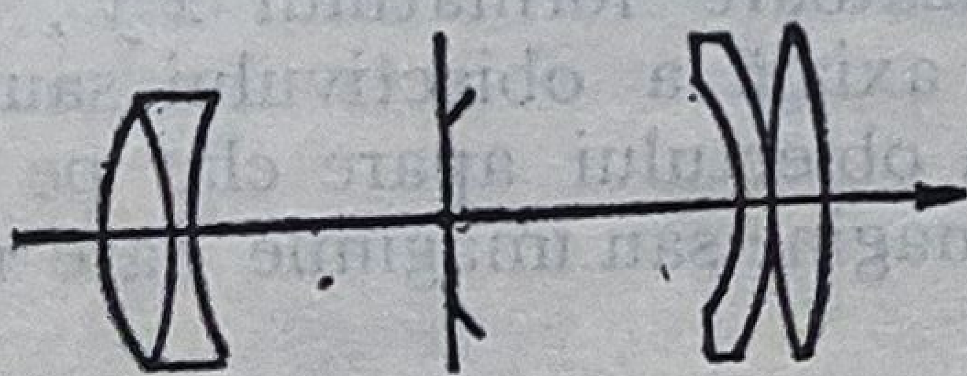
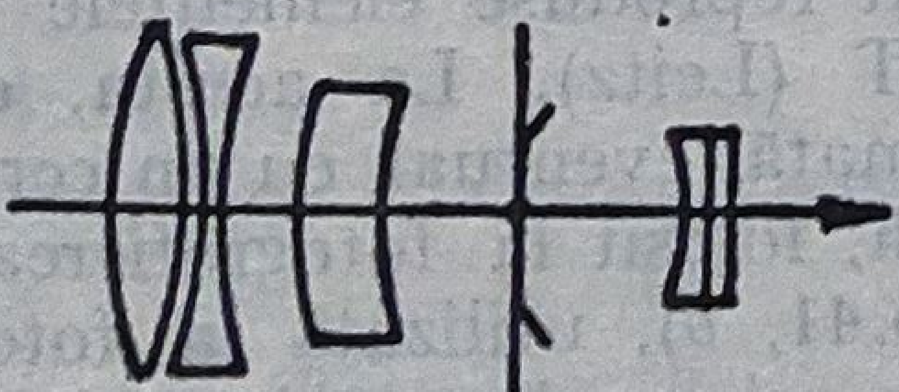
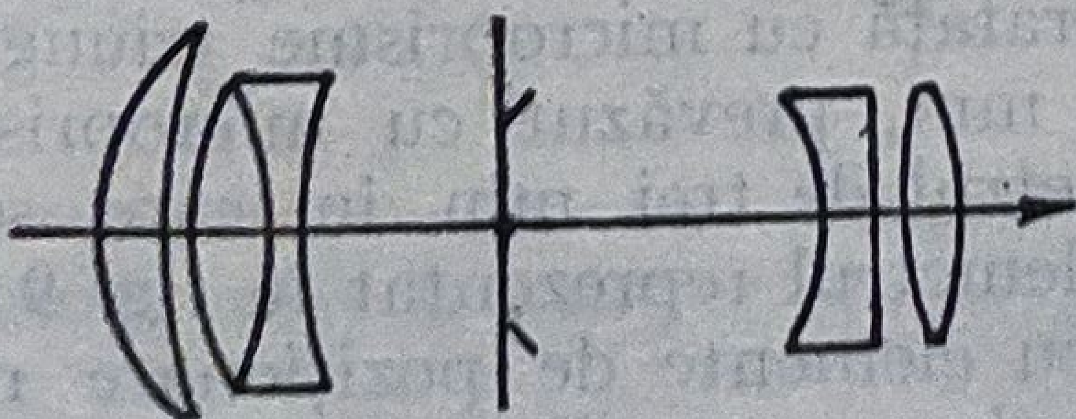
| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 15 |  | *Anastigmate de tip triplet*<br><br>15. *Tripletul H. D. Taylor* (patent german 86757/1895); $N = 5{,}6$; $2\sigma_p = 68°$; $S = 4{;}40$; $C = 0{,}339$; $A = -0{,}034$; $P = 0{,}307$; $C_S = 0{,}273$; $C_m = 0{,}240$; $C_M = 0{,}206$; $D = 0{,}25$; $dy'/y' = -0{,}11\ ^{\circ}/_{00}$; $\nu_0 = +115$. |
| 15′ | | 15′. *Tripletul Taylor, calculat de H. w. Lee* Patent englez 155640/1919; $N = 3$; $2\sigma = 43°$: $S = 1{,}62$; $C = -0{,}52$; $A = -0{,}264$; $P = 0{,}41$; $C_S = 0{,}145$; $C_m = -0{,}119$; $C_M = -0{,}384$; $D = -0{,}143$; $dy'/y = 2{,}77^{\circ}{}_{00}/$; $\nu_0 = 405$. Corecția cromatică se obține prin distribuția puterilor. Prin curburi se corectează $S$, $C$ și $A$; $r_5$ este foarte sensibilă la toate aberațiile; $r_1$ influențează numai $S,P$ și $dy'/y'$. Aberațiile pot fi micșorate prin înlocuirea lentilelor cu acromate (v. fig. 3 și 4). |
| 16 |  | 16. *Tessarul,* calculat de P. Rudolph pentru C. Zeiss. $N = 6{,}3$; $2\sigma_p = 60°$; $S = -0{,}265$; $A = 0{,}051$; $P = 0{,}243$; $C_S = 3{,}696$; $C = 0{,}294$; $C_m = 0{,}346$; $C_M = 0{,}397$; $D = -0{,}034$; $dy'/y' = +0{,}05\ ^{\circ}/_{00}$; $\nu_0 = +222$. Tessarul a fost perfecționat. C. Zeiss-Jena produce obiectivul cu $N = 2{,}8$; $f' = 50$ mm; $2\sigma_p = 45°$. |
| 17 |  | 17. *Heliarul,* calculat de H. Harting pentru firma Voigtländer (Patent german 124934/1900).<br>$N = 4$; $2\sigma_p = 54°$; $S = 0{,}87$; $D = 4{,}655$; $dy'/y' = -0{,}1$; $\nu_0 = +363$. Dacă $g_2$ este un dublet, se obține $N = 1{,}5$. |
| 18 |  | 18. *Ernostarul,* calculat de L. Bertele pentru Zeiss Ikon. (Patent german 401274/1922). $N = 2$; $2\sigma_p = 30°$. Lentila $g_1$ a tripletului Taylor a fost înlocuită cu două grupuri. Suprafața cu raza $r_6$ este foarte aproape de $r_7$ pentru ca $h_6 \approx 1$ și deci să influențeze neglijabil $\Sigma S$ și să corecteze $\Sigma P$.<br>Suprafața $r_9$ are un $i_9'$ mic și deci influențează mult astigmatismul. Toate aberațiile sînt foarte mici. Deoarece $\beta_p' = 0{,}364 = P_e/P_i = \mathrm{tg}\sigma_{p1}/\mathrm{tg}\,\sigma'_{p10}$, nu se deformează perspectiva. |

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 19 |  | 19. *Sonnarul*, calculat de L. Bertele pentru C. Zeiss. Patent german 530843/1929, completat cu 570983/1933. $N = 2$; $2\sigma_p = 45°$. Prin lipirea grupurilor s-a urmărit reducerea numărului suprafețelor în aer, pentru mărirea luminozității. S-a obținut $N = 1,5$; $f' = 50 \ldots 250$. Acest sistem stă la baza multor obiective dezvoltate ulterior.<br>Prin patentul 835202/1949 s-a realizat $N = 1,4$ și $2\sigma_p = 45°$. Deoarece abscisa focarului $s'_F$ este mică, obiectivul iese puțin din cameră.<br>*Anastigmate de tip Gauss* |
| 20 |     | 20. *Planarul* lui P. Rudolph. Ideea de a combina două acromate Gauss aparține lui P. Rudolph. Deoarece lipsea o sticlă (cu $n = 1,57$) pentru corecția cromatică, lentila divergentă a fost înlocuită cu două lentile lipite cu coeficienți de dispersie diferiți, dar apropiați. Suprafața lipită produce variații cromatice. După apariția sticlelor cu indici mari dubletul a fost înlocuit cu o lentilă divergentă (*b*). Un anastigmat Gauss este biotarul calculat de Merte' (patent german 485 798/1927, cu $N = 1,4$ și $2\sigma_p = 35°$). |
| 21 | | 21. *Aristostigmatul* (P. Rudolph). Acesta seamănă cu Omnarul. Este un obiectiv de tip Gauss dublu, care stă la baza planarelor moderne (anastigmatul dublu, Biotarul, Aristostigmatul etc.). |
| 22 |  | 22. *Ultronul* (firma Voigtländer)<br>$N = 2$; $2\sigma_p = 60°$; $f' = 50$<br>(V. *Biotarul* lui Merté, 1927). |
| 23 |  | 23. *Biometarul* (C. Zeiss-Jena):<br>$N = 2,8$; $2\sigma_p = 60°$; $f' = 80$. |

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 24 |  | 24. *Biometar pentru Röntgen* și pentru oscilografie de înaltă frecvență; $N = 1$; $24 \times 36\ mm^2$; $N = 0{,}85$; $2\sigma_p = 32°$ |
| 25 |  | 25. *Enastonul*, $N = 1{,}5$; $f' = 80$ mm. |
| 26 |  | 26. *Noktonul*, $N = 1{,}5$; $f' = 50$ mm. Pentru camere cu oglindă reflex. |
| 27 |  | 27.a) *Pankolar* (C. Zeiss-Jena), $N = 2$; $f' = 50$ mm; $2\sigma_p = 45°$; $s = -(\infty \ldots 0{,}5)$ m. b) *Sumicron — R* (Leitz) $N = 2$; $f' = 50$; $2\sigma_p = 45°$. Alte obiective: Summar 2/50; Summare $x$; Summarit; Suminitur; Xenogon 2/50; Summicron 2/90. |
| 28 |  | 28. *Noctilux* (Leitz); N = 1; $f' = 50$ mm. |
| | *Obiective corectate sferocromatic de tip Zincke gen Sommer* | |
| 29 |  | 29. *Obiectivul sferocromatic Zincke gen. Sommer* 1872. Acest obiectiv, nerealizat, a stat la baza construcției altor obiective, deoarece satisface condiția Gauss pentru corectarea sferocromaziei și permite corectarea aberației de sfericitate zonală. $N = 6{,}5$; $2\sigma_p = 70°$; $C = D = dy'/y' = 0$; $S = +2{,}54$; $A = -0{,}489$; $p = +0{,}844$; $C_m = -0{,}134$. |

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 30 |  | 30. *Plasmatul*, calculat de Rudolph, pentru firma Mayer. (Patent german 401630/1922). $N = 2$; $2\sigma_p = 36°$. Prin dispunerea suprafețelor lipite în sistemele exterioare și ușoară asimetrie, Rudolph a reușit o mai bună planare astigmatică. |
| *Obiective cu cîmp unghiular mare și obiective cu focală mică și abscisă mare* ($d \geqq 1{,}2\ f'$ sau $2\sigma_p > 60°$). | | |
| 31 |  | 31. a) *Orthometarul*, calculat de W. Merté pentru firma C. Zeiss; (E. P. 278 338/1926); $N = 4{,}5$; $2\sigma_p = 69°$; b) Dublul obiectiv Zincke gen. Sommer; $N = 6.5$; $2\sigma_p = 70°$ (v. poz. 29); c) *Ultragonul* (Voigtländer). |
| 32 |  | 32. *Angulonul* (Schneider); $N = 6{,}8$; $2\sigma_p = 85°$; $f' = 65$ mm. Provine din Gauss dublu. |
| 33 |  | 33. *Topogonul* (C. Zeiss) calculat de R. Richter. (Patent german 636167/1939); $N = 6{,}3$; $2\sigma_p = 100°$. Este corectat de distorsiune și astigmatism. Din acesta s-a obținut cel din fig. 33 cu: $N = 4$; $f' = 25$ mm; $2\sigma_p = 80°$ |
| 34 |  | 34. *Metrogonul* este o variantă americană (Bausch și Lomb) a topogonului (fig. 33). Patent S.U.A. 2 325 275. |
| 35 |  | 35. *Biogonul* (C. Zeiss-Oberkochen). 1) $N = 4{,}5$; $f' = 21$ mm; $2\sigma_p = 90°$; $a \times b = 24 \times 36$ 2) $N = 4{,}5$; $f' = 38$ mm; $2\sigma_p = 90°$; $a \times b = 60 \times 60$ Este unul dintre cele mai luminoase obiective cu $D = 0$ pînă la margini. |

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 36 |  | 36. *Super — Angulonul — R* (*Leitz*): $N = 4$; $f' = 21$ mm; $2\sigma_p = 92°$ |
| 37 |  | 37. *Hologonul*: $N = 8$; $f' = 15$ mm; $s'_p = 4{,}5$ mm; $2\sigma_p = 110°$; $a \times b = 24 \times 36$ mm; $s = -(\infty ... 0{,}5)$ m. Toate aberațiile sînt practic nule. |
| 38 |  | 38. *Flektogon* (C. Zeiss Jena): $N = 2{,}8$; $f' = 35$ mm; $2\sigma_p = 62°$; $s = -(\infty ... 0{,}18)$ m. |
| 39 |  | 39. *Flektogon* (C. Zeiss — Jena): $N = 4$; $f' = 25$; $2\sigma_p = 82°$; $s = -(\infty; ...; 0{,}2)$ m. |
| 40 |  | 40. *Aviagonul* fabricat de firma Wild $N = 5{,}6$; $2\sigma_p = 90°$ |
| 41 |  | 41. *Pantoskopul* (Emil Bausch) anul 1865: $N = 30$; $2\sigma_p = 98°$; $\beta' = -1$; $C = D = 0$; $S = +837$ (foarte mare). Se recunoaște dublul anastigmat cu meniscuri Höegh acromatizate. Astigmatismul $A = +0{,}112$ poate fi corectat mai bine prin poziționarea diafragmei. Datorită aberației de sfericitate foarte mare se lucrează cu diafragme închise, însă cu unghiuri mari. |

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 42 |  | 42. *Suprarangularul* Havlicek, 1951 (JOSA 41 (1951) p. 1058–1059)<br>$N = 10$; $2\sigma = 200$; $S = +116{,}7$; $A = 0{,}006$; $P = -0{,}191$; $f'_2 = -f'_1 \approx f'$; $e \approx f'$; $s'_F \approx 2f'$; $f' = 11$ mm pentru microfotografie |
| 43 |  | 43. *Distagonul* (C. Zeiss-Oberkochen): 1) $N = 4$; $f' = 40$ mm; $2\sigma_p = 88°$; 2) $N = 4$; $f' = 50$; $2\sigma_p = 77°$; 3) $N = 3{,}5$; $f' = 30$; $2\sigma_p = 180°$ (ochi de pește). Firma produce și alte obiective Distagon |
| | | *Teleobiective* |
| 44 |  | 4. *Bistelarul* (F. P. 357071/1905): Primul obiectiv a fost realizat de K. Martin la E. Busch în Rathenov sub numele de Bistelar, cu $f'/f_1 = 2{,}2$ și $a'_{2F'}/f' = 0{,}625$; $N = 11$; $2\sigma_p = 36°$. Aberații mari în $L_1$ și $L_3$, care se compensează. Coeficienții $D$ avînd același semn, se însumează. |
| 45 |  | 45. *Magnarul* (C. Zeiss): $f'/f'_1 = 4$; $a'_{2F'} = 0{,}35$; se caracterizează prin focală mică. După acestea au fost realizate numeroase construcții perfecționate. |
| 46 |  | 46. *Telikonul*, calculat de R. Richter (C. Zeiss): Patent german 382977/1919; $N = 6{,}3$; $2\sigma_p = 31°$. Distorsiune nulă, prin folosirea Tiefflinturilor |
| 47 |  | 47. *Domigorul* 4/135 (Mayer) 24×36. |
| 48 |  | 48. *Tele-Triplett*. Patent german. $N = 3$; $f' = 200$; 300 firma Askania. Berlin — Friedenan, 24×36 Tele-Triplett C. Zeiss Oberkochen: $N = 4$; $f' = 250$; $2\sigma_p = 18°$; 5 lentile $s = -2{,}5 \ldots -\infty$. Pentaconul I.O.R. are $N = 4$; $f' = 200$; $2\sigma_p = 12°$. |

| 1 | 2 | 3 |
|---|---|---|
| 49 | | 49. *Sonnar* — C. Zeiss Jena: $N = 4$; $f' = 135$; $2\sigma_p = 18{,}5°$; $s = -(\infty, ..., 1)$ m; factorul de mărire față de $f' = 50$ mm: (2,7). |
| 50 | | 50. *Elmar* — R. (Leitz): $f'/P_i = 1/4$; $f' = 180$. |

*Notă*: Firmele producătoare de obiective foto execută numeroase alte sisteme, derivate, în general, din cele prezentate mai sus.

### 6.7.3. Oglinda rabatabilă

Aceasta poate fi o oglindă plană propriu-zisă sau divizoare, rabatabilă, fără vibrații. Prima suprafață reflectantă este alcătuită dintr-un număr mare de straturi depuse prin în vid (v. § 4.1).

### 6.7.4. Sistemul de poziționare a obiectului

Poziționarea corectă a obiectului se realizează prin poziționarea axială și transversală a imaginii formată de obiectiv sau de un compensator telemetric. În timp ce pentru poziționarea transversală se urmărește încadrarea imaginii într-o figură geometrică corespunzătoare formatului $x'y'$, poziționarea axială se realizează prin deplasarea axială a obiectivului sau numai a unei părți din acesta pînă cînd imaginea obiectului apare clar pe un element optic de poziționare situat în planul imagine sau imaginile date de telemetru se suprapun.

Pentru exemplificare, în fig. 6.41 sînt reproduse elementele de poziționare utilizate la aparatul LEICA R-MOT (Leitz). La acesta, elementul de poziționare poate fi: suprafață complet mată, eventual cu un cerc în mijloc (fig. 6.41, *a*) pentru măsurarea selectivă, folosit la fotografierea cu teleobiective; suprafața mată cu rețea (fig. 6.41, *b*), utilizată la fotografierea arhitecturală și la reproduceri; suprafață cu microprisme triunghiulare mate cu zonă centrală clară (fig. 6.41, *c*); suprafață cu microprisme triunghiulare mate, un inel central cu diametrul de 7 mm, prevăzut cu microprisme cu patru muchii și o zonă centrală cu diametrul de trei mm, în care se află cele două prisme inverse ce alcătuiesc telemetrul reprezentat în fig. 9 din tabelul 4.9 (fig. 6.41, *d*); suprafața clară cu elemente de poziționare radială, folosită la fotografierea prin lunete sau microscoape (fig. 6.41, *e*). Aparatu-l

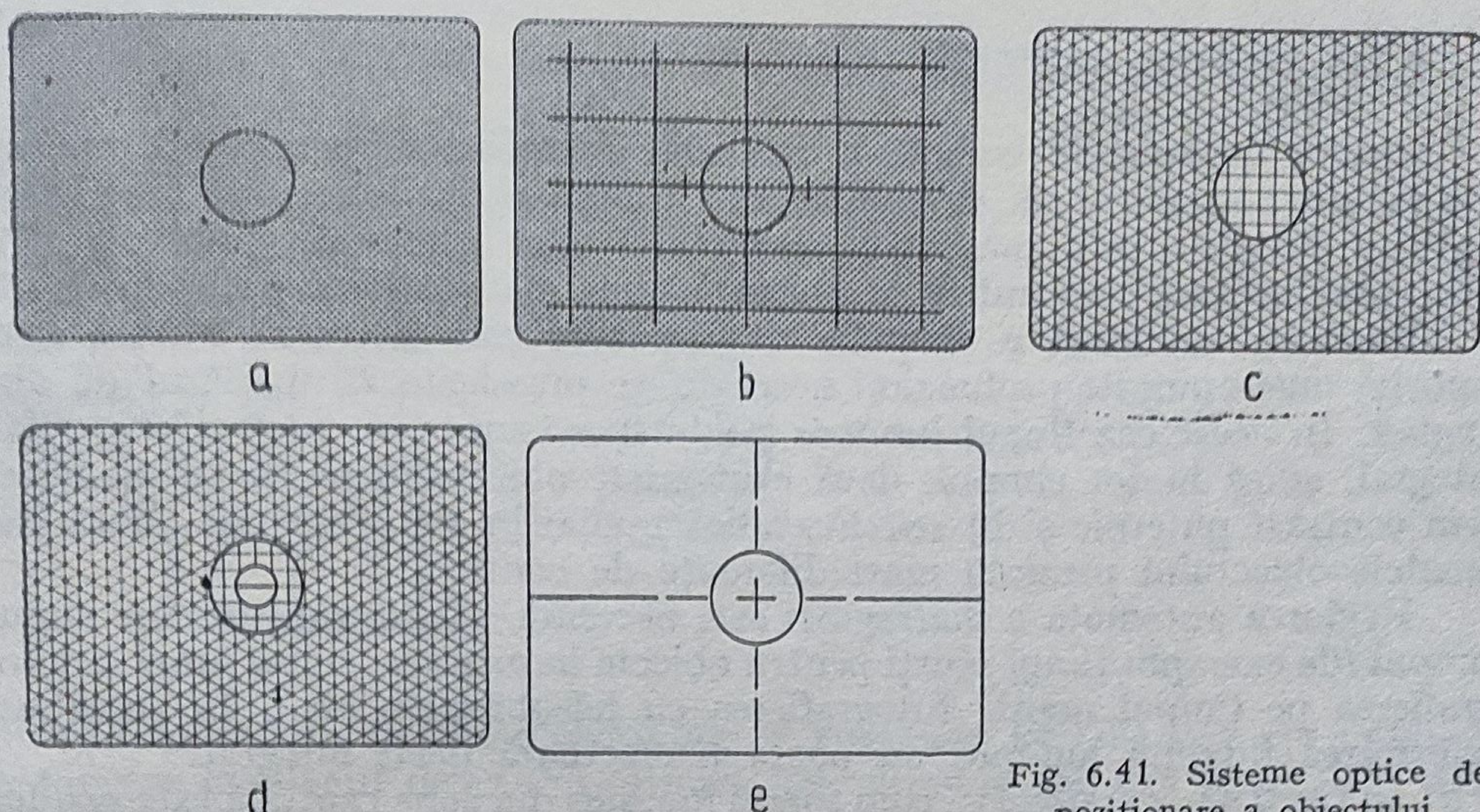



Fig. 6.41. Sisteme optice de poziționare a obiectului.

canon AL-1 are un sistem de punere la punct alcătuit din trei matrici *CCD* (v. § 7.4.3.1) și un microcomputer care comandă indicația luminoasă în vizor.

### 6.7.5. Obturatorul

Obturatorul are rolul de a permite expunerea filmului un anumit timp, stabilit de un mecanism special. Se cunosc două grupe de obturatoare: a) centrale, situate lîngă diafragma de apertură $D_A$, adică lîngă obiectiv sau în acesta și b) cu perdea (realizată din pînză sau din lamele de oțel), montat lîngă diafragma de cîmp, adică în fața filmului și lîngă acesta. În fig. 6.42 sînt reprezentate trei obturatoare mecanice pentru aparate fotografice.

La aparatele pentru fotografii din avion sînt necesare obturatoare centrale, pentru realizarea perspectivei centrale.

Pentru timpi de expunere extrem de scurți se folosesc efecte electrooptice: celula Kerr, rotirea planului de polarizare în sticlă prin cîmpuri magnetice (obturatorul Faraday).

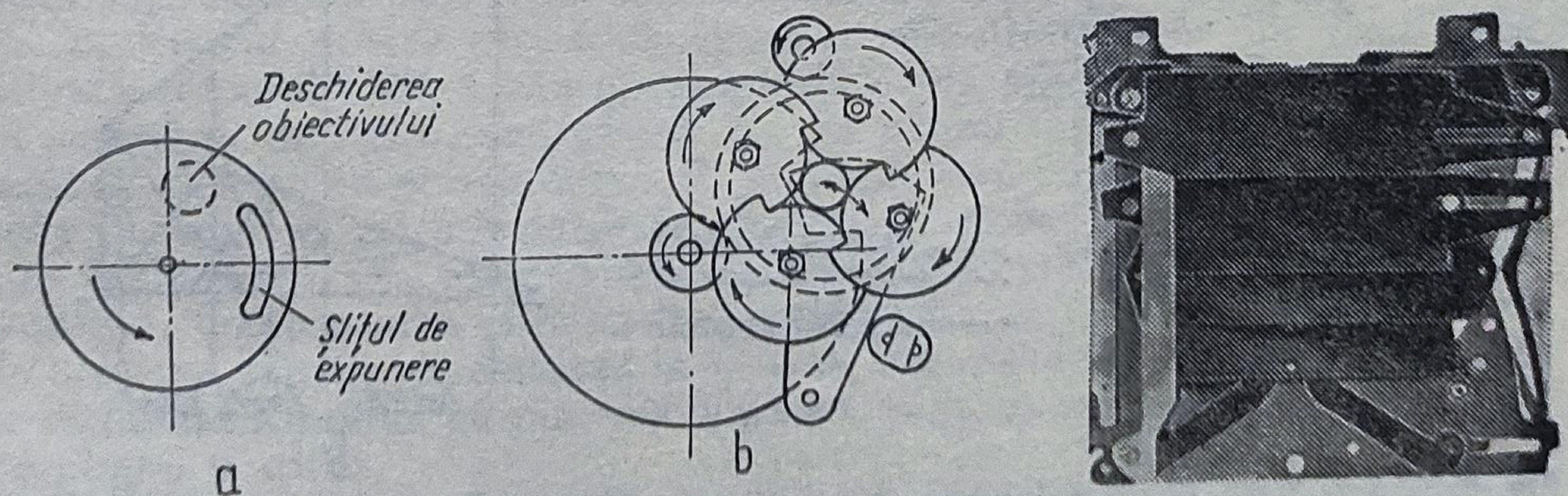



Fig. 6.42. Obturatoare:
*a* — central cu șliț de expunere; *b* — central cu roți danturate; *c* — perdea cu lamele din oțel comandate electronic.

### 6.7.6. Reglarea expunerii

Pentru o expunere corectă a stratului fotosensibil se reglează manual sau automat numărul de deschidere sau timpul de expunere, pe baza informațiilor obținute prin măsurarea exterioară sau interioară (prin obiectiv) a fluxului luminos provenit de la obiect, ultima metodă fiind net superioară.

Reglarea automată a timpului de expunere este necesară atunci cînd, datorită unei anumite profunzimi necesare, se preselectează numărul de diafragmă. În acest caz fluxul luminos poate fi măsurat: a) *integral* și parțial-integral, adică în tot cîmpul, dacă elementele obiectului nu se diferențiază prin contrast puternic și b) *selectiv*, adică numai în zona centrală, dacă elementele obiectului prezintă mari diferențe de contrast.

Reglarea automată a diafragmei este necesară atunci cînd trebuie impus timpul (de exemplu timpi scurți pentru obiecte în mișcare, timpi lungi la fotografierea pe timpul nopții, fotografierea cu teleobiective etc.). În acest caz, măsurarea fluxului luminos nu poate fi efectuată decît integral.

În fig. 6.43, *a* se observă cum fluxul luminos din zona centrală este condus spre fotorezistența $F_R$, cu ajutorul oglinzilor. Prin forma sa constructivă prisma divizoare $P_d$ nu permite reflectarea luminii pe cateta de lîngă fotorezistență, deoarece suprafața acesteia are o structură prismatică (fig. 6.43, *b*) În fig. 6.44 este redată schema automaticii de măsurare interioară a fluxului și de reglare a diafragmei, schemă ale cărei componente electrice sînt: fotorezistența, instrumentul de măsurare cu magnet interior și sursa de energie. Prin variația diafragmei se aduce acul indicator la zero.

La fotocamera Praktica EE 2 se preselectează diafragma și timpul de expunere se reglează automat, fără trepte, de la 0, 001 s la 1 s, prin măsurarea interioară, cu diafragma complet deschisă, folosind un obturator cu perdea comandat electronic.

Oglinda $O_g$ din fig. 6.36 reflectă spre vizor circa 3/4 din fluxul luminos, în timp ce 1/4 din acesta trece spre fotorezistența $FR$ și deci folosește la reglarea timpului de expunere. Oglinda constituie un polarizor parțial. Dacă,

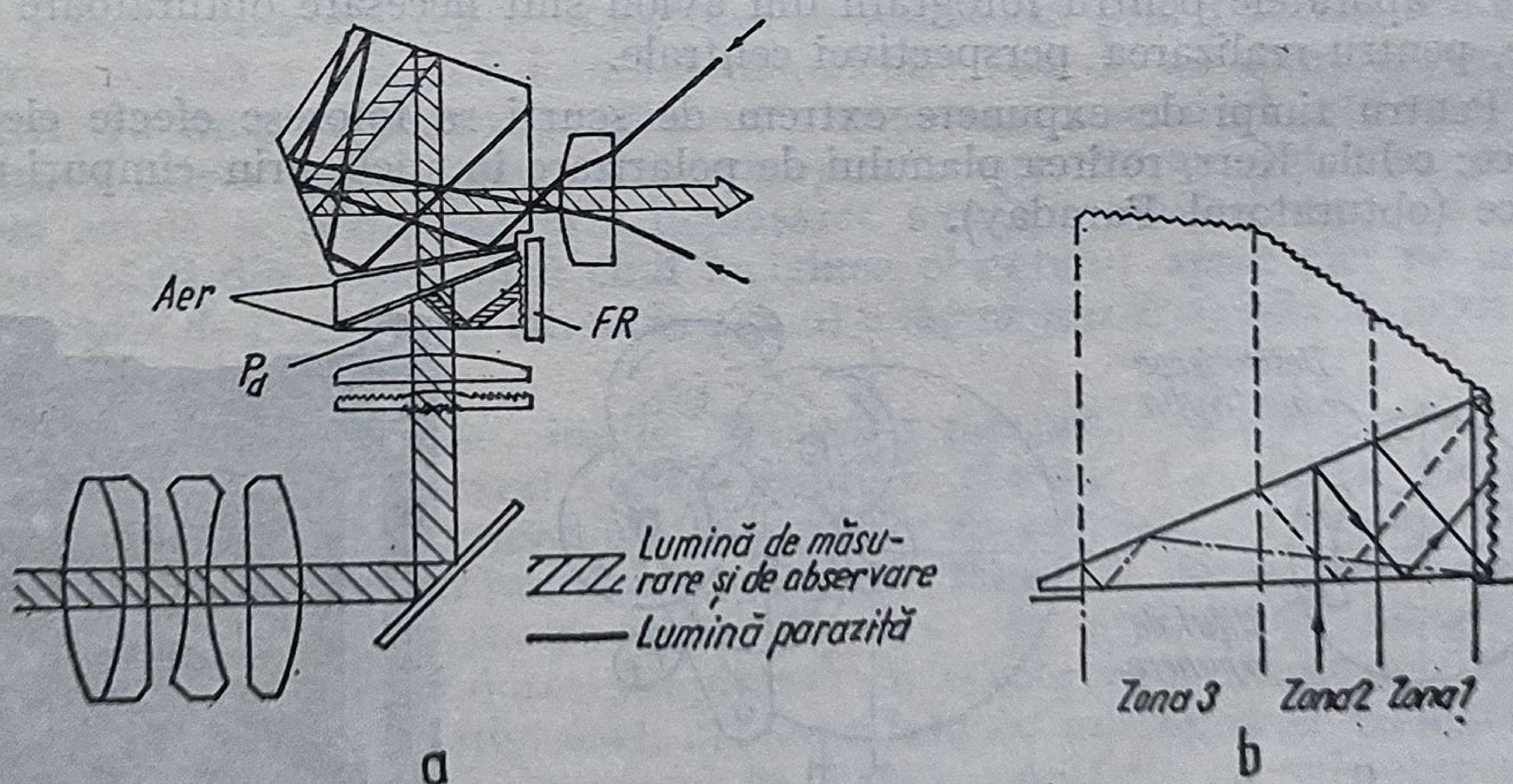



Fig. 6.43. Selectarea fluxului luminos pentru expunerea automată și obturarea luminii parazite:
*a* — divizorul cu măsurarea internă a fluxului (Practica mat); *b* — divizorul prismatic.

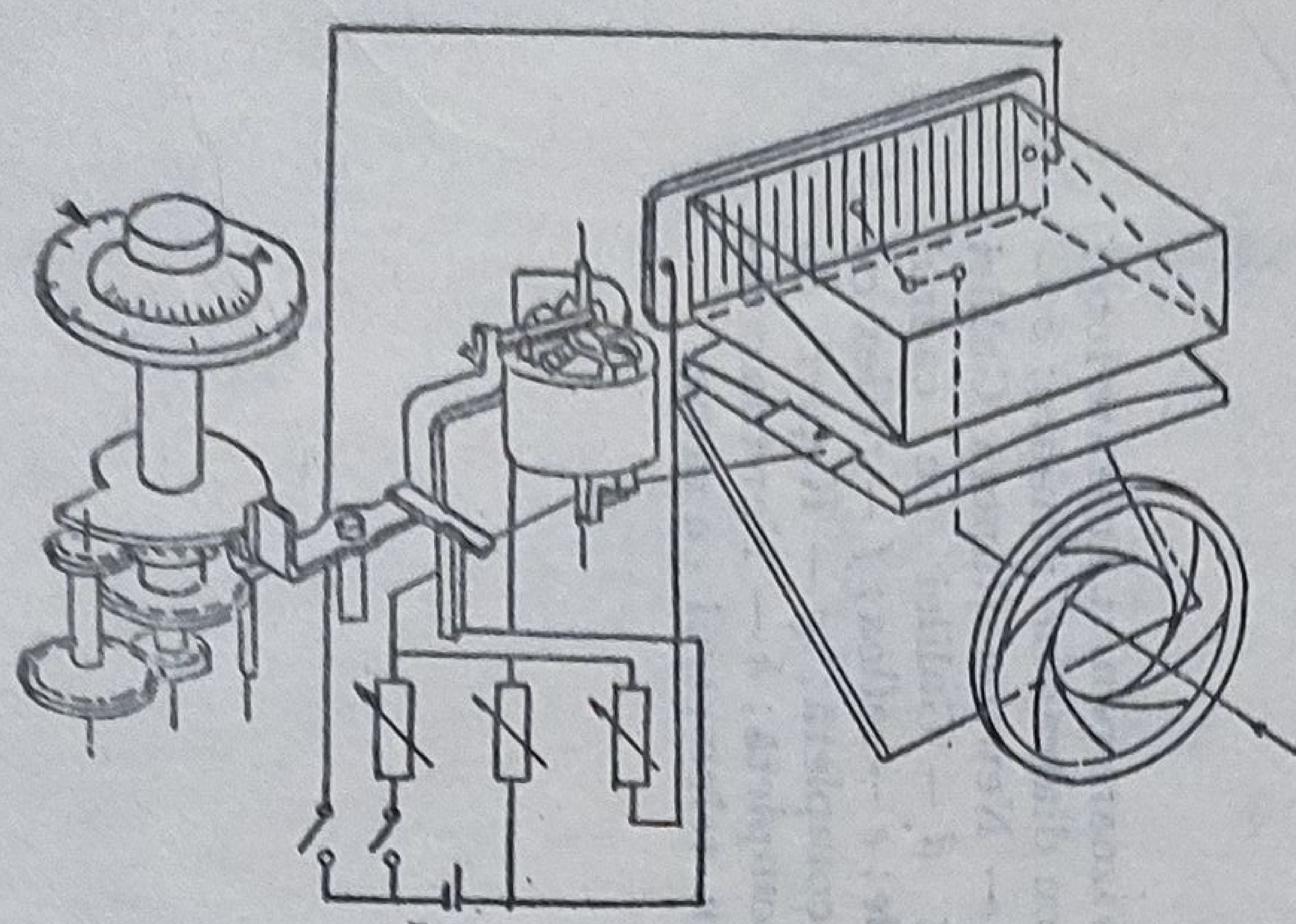


Fig. 6.44. Automatica de expunere la Practica mat.

pentru fotografiere, în fața obiectivului se montează un polarizor $P$ cu planul de vibrare în planul desenului, atunci spre vizor se reflectă circa 62% din flux și spre fotorezistență 38%. Din acest motiv se obțin timpi de expunere prea scurți. Dacă planul de vibrare este perpendicular, pe fotorezistență ajunge doar 12% din flux și rezultă timpi prea lungi. Acest neajuns poate fi înlăturat dacă pe suprafața posterioară a polarizorului $P$ se lipește o lamă $\lambda/4$, al cărei plan de vibrare face un unghi de 45° cu planul de vibrare al polarizatorului $P$. În acest mod lumina care intră în obiectiv este divizată în două componente perpendiculare polarizate, cu diferența de drum $\lambda/4$, adică o diferență de fază $\varphi = \pi/2$. Proiecția traiectoriei de vibrare pe un plan perpendicular pe axa optică reprezintă un cerc, adică există simetrie completă în propagarea luminii, iar distribuția luminii nu depinde de polarizorul $P$.

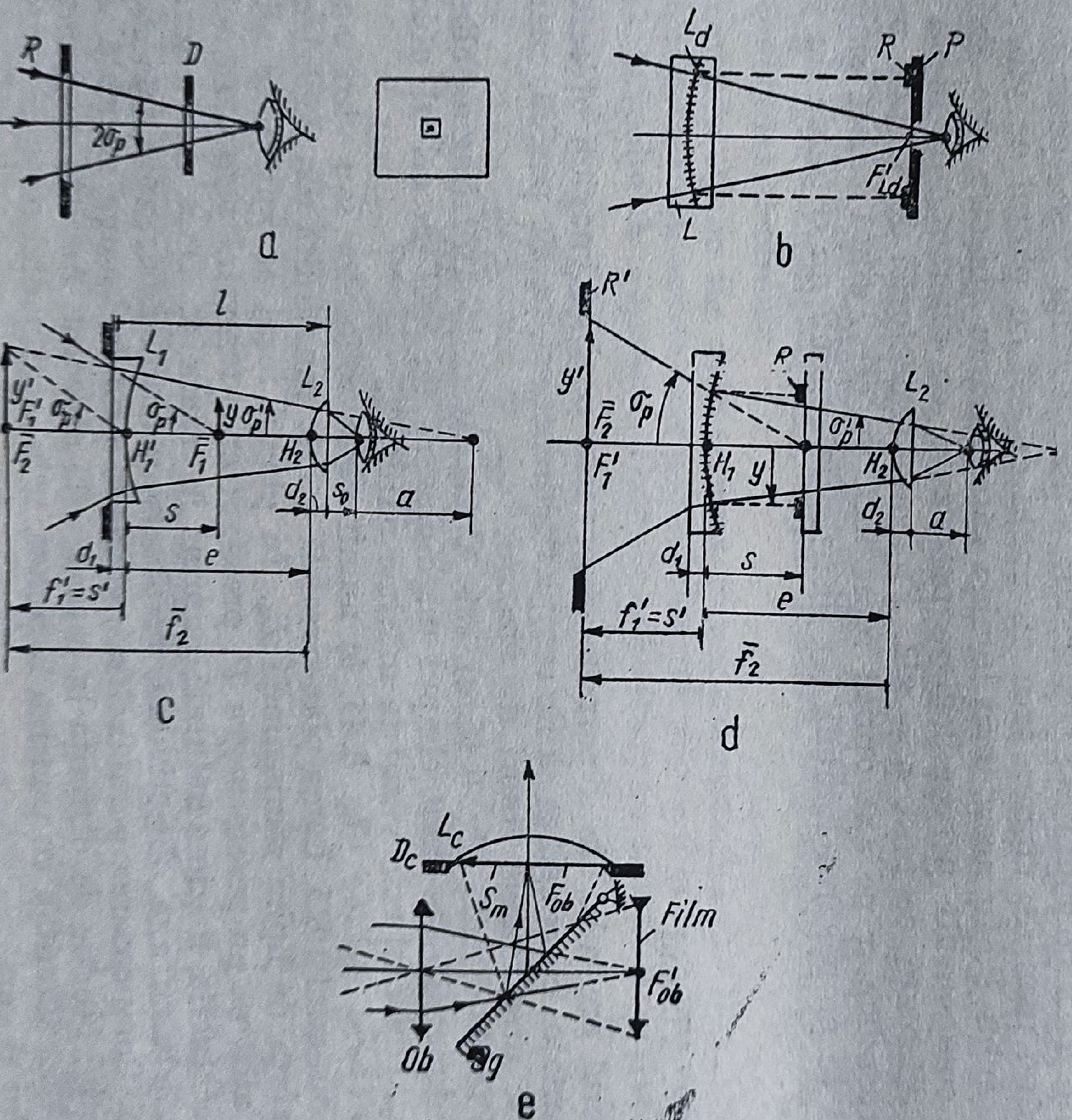
### 6.7.7. Vizorul

Vizorul are rolul de a permite observarea poziției imaginii obiectului. Este avantajos ca imaginea să fie complet redresată și, pe cît posibil, mărită. Se cunosc următoarele tipuri de vizoare:

a. *Vizorul simplu* (fig. 6.45, *a*), este alcătuit din două diafragme aliniate și astfel dimensionate încît cîmpul unghiular să fie egal cu cel al obiectivului $2\sigma_p$. Obiectul este văzut în mărime naturală.

b. *Vizorul Albada* (fig. 6.45, *b*) numit vizor colimator sau vizor sport, datează din anul 1925. Lama plan-paralelă $L$ este constituită din două lentile cu suprafața de lipire semioglindă $L_a$. În planul focal al oglinzii se află o ramă $R$ albă pe un perete negru $P$, prevăzut cu o fereastră prin care ochiul vede obiectul în mărime naturală cuprins în rama $R$. Dacă axa vizorului este paralelă cu axa obiectivului, la observarea obiectelor apropiate apare paralaxă. Compensarea paralaxei se realizează prin înclinarea vizorului față de obiectiv, funcție de distanța la care se află obiectul. Această compensare se realizează simultan cu punerea la punct, prin intermediul unor mecanisme cu pîrghii și camă.

c. *Vizorul Newton* (fig. 6.45, *c*) este o lunetă Galilei inversată, fapt pentru care se mai numește și vizor Galilei. Diafragma de cîmp $D_c$ are forma potrivită formatului obiectului $a \times b$. Imaginea obiectului apare dreaptă, virtual



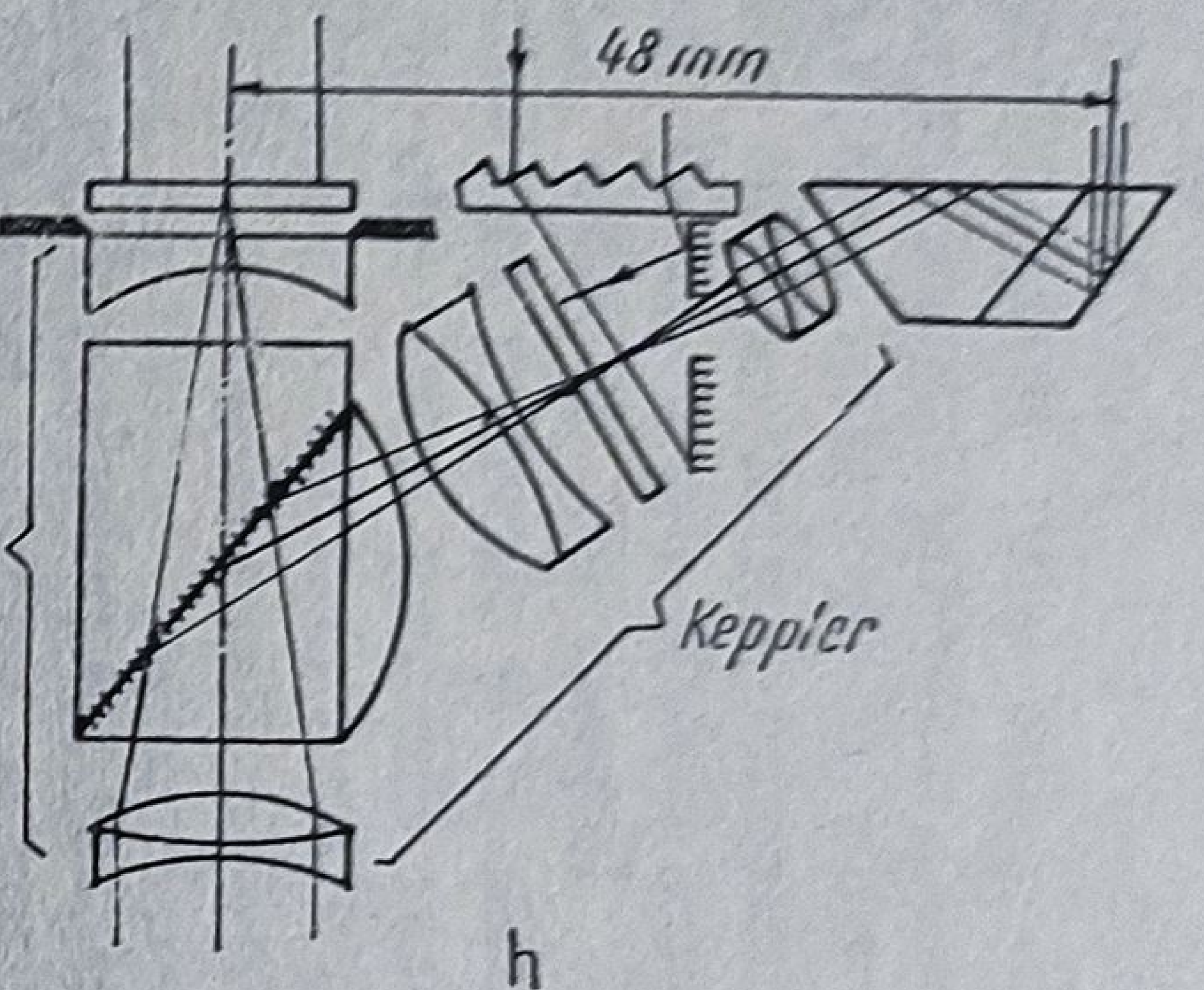




Fig. 6.45. Vizoare pentru aparate foto: *a* — cu diafragme aliniate; *b* — Albada; *c* — Newton (lunetă Galilei inversată); *d* — Galilei cu cadrul între lentile; *e* — reflex; *f* — reflex cu redresare completă; *g* — Kepler cu redresare completă; *h* — Newton complet cu telemetrul cu rame.

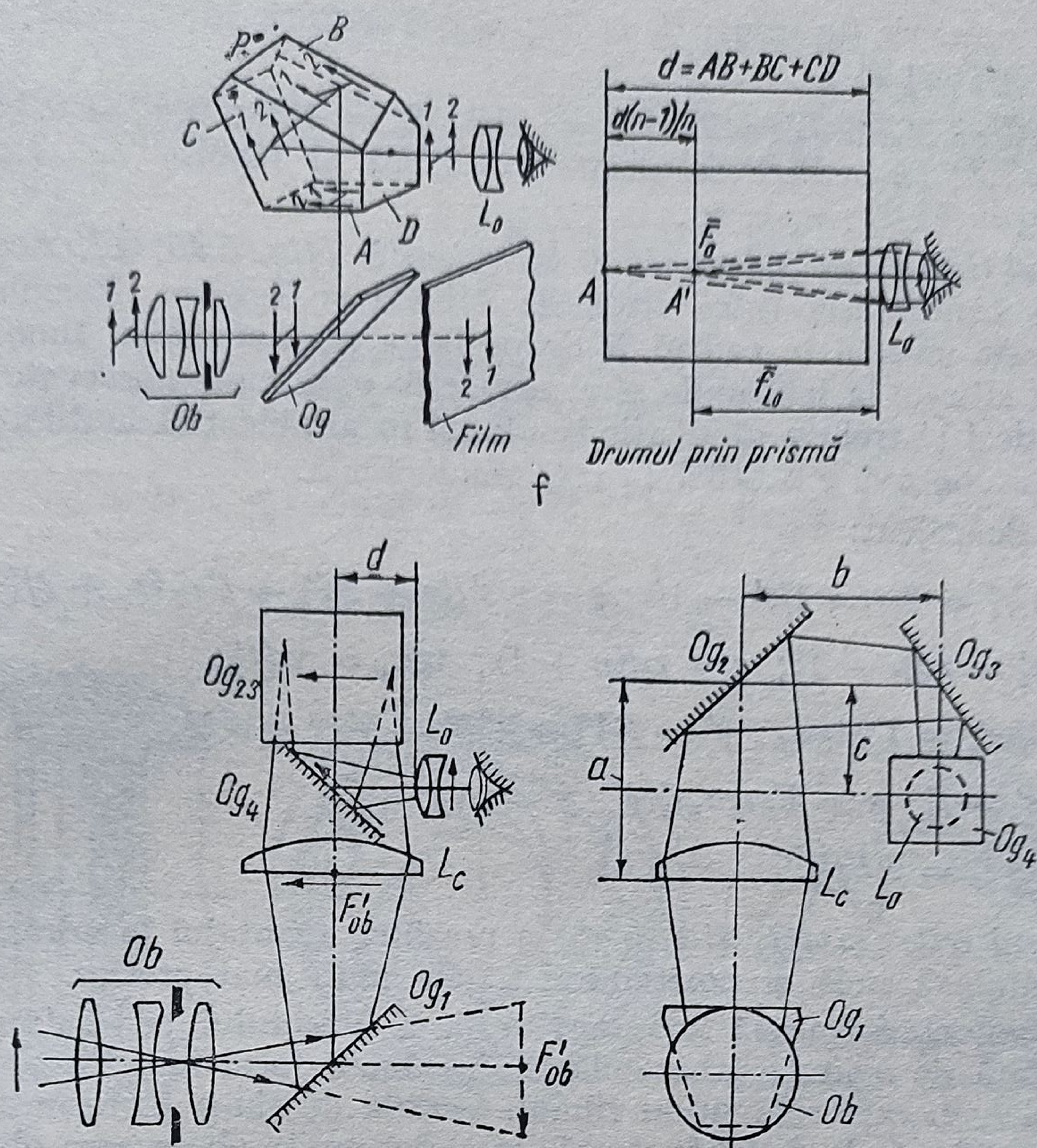



Fig. 6.45. f, g

și neclară. Pentru a mări claritatea imaginii, lentila de ochi $L_2$ trebuie să aibă un diametru foarte mic.

Elementele inițiale pentru calculul acestui vizor sînt: $f'_{ob}$; $a \times b$; lungimea $l$ abscisa pupilei de ieșire $s'_0 = (6 \ldots 10)$ mm și grosismentul vizorului $\Gamma = 15 \cdot 10^{-3} f'_{ob}$, în care $f'_{ob}$ se introduce în mm. Așadar, pentru focale mici grosismentul este mic, iar pentru teleobiective $\Gamma = 10-15\times$. Pentru $\Gamma < 0{,}55$ rezultă diametre prea mari pentru lentila $L_1$, iar pentru $\Gamma > 0{,}85$ apar aberații și lentilele devin dublete lipite ori nelipite. Cîmpul unghiular al vizorului se ia mai mare sau egal cu cel al obiectivului. De aceea, la unele camere fotografice, se schimbă vizorul funcție de distanța focală sau se folosește un vizor cu cadru variabil, de construcție specială. Relații de calcul:

$$s'_0 = a;\; e = \overrightarrow{H'_1 H_2} = l - (d_1 + d_2) = f'_1 + f'_2 > 0;$$

$$\Gamma = f'_1/f'_2;\; f'_1 = \frac{\Gamma e}{\Gamma - l};\; f'_2 = e - f'_1;$$

$$\mathrm{tg}\sigma_p = d/2f'_{ob};\; s = a + e;\; 1/s' - 1/s = 1/f';$$

$$s' = sf'/(s + f');\; h = \mathrm{tg}\sigma_p \cdot \frac{f'_1(a + e)}{a + e - f'_1}.$$

*Exemplu* numeric (în mm): $f'_{ob} = 38$; $a \times b = 26 \times 36$; $l = 32$; $d_1 = 2$; $d_2 = 3$; $\Gamma = 0{,}7$; $s'_0 = 8$.

Rezultă: $l - (d_1 + d_2) = 27$; $f'_1 = -63$; $f'_2 = +90$; $\text{tg}\sigma_p = 0{,}342$; $\sigma_p = 18{,}9°$; $h \approx 7{,}7$; $2h = 15{,}4$. Se alege $n = 1{,}523$ și rezultă $r_1 = \infty$; $r_2 = -32{,}95$; $r_3 = 47{,}07$; $r_4 = \infty$.

d. *Vizorul Galilei cu cadrul situat între lentile (fig. 6.45, d)*. Acest vizor reprezintă o combinație între vizoarele Albada și Newton. Imaginea dată de obiectiv este situată în cadrul $R$ de pe lama plan-paralelă. Imaginea $R'$ a cadrului $R$ situate la înălțimile $y'$ și respectiv $y$, trebuie observate de ochi în repaus și deci $y'$ trebuie să se afle în planul focal obiect al lentilei de ochi $L_2$. Suprafața concavă a lentilei $L_1$ este semioglindă.

Relații de calcul:

$$1/f'_1 = 2/r = 1/s' - 1/s;\ s = r\,s'/(r + 2s') = f'r_2\,(r_2 + 2f'_1);$$

$$f'_1 = r_2(n-1);\ s = r_2/(n+1);\ \text{tg}\sigma_p = y'/f'_2;$$

$$\text{tg}\sigma'_p = \Gamma\cdot\text{tg}\sigma_p;\ y' = f'_2\Gamma\text{tg}\sigma_p;\ \beta' = y'/y = s'/s;$$

$$s' = f'_1;\ y = \Gamma s\,\text{tg}\sigma_p f'_2/f'_1;\ y = s\,\text{tg}\sigma_p;$$

$$\text{tg}\sigma_p = b/2f'_{ob}.$$

e. *Vizorul reflex simplu* (fig. 6.45, *e*) prezintă avantajul încadrării obiectului cu paralaxă nulă și poziționării axiale mult mai precise.

Obiectivul $O_b$ formează imaginea reală a obiectului pe diafragma $D_c$, conjugată față de oglinda rabatabilă $O_g$ cu planul focal imagine al obiectivului $F'$, plan în care este situat filmul. Lentila de cîmp $L_c$ formează imaginea obiectivului $O_b$ la distanța de 250 mm și permite observarea obiectului. La aparatele moderne în planul diafragmei $D_c$ se montează un element de poziționare axială a imaginii obiectului $S_m$ (geam mat; geam cu microprismetc.) Se menționează că oglinda plană $O_g$ redresează imaginea stînga-dreapta.

O deplasare axială ori transversală $x$ a oglinzii față de poziția sa teoretică face ca imaginea să nu se mai formeze pe suprafața $S_m$ și deci se efectuează o punere la punct falsă.

f. *Vizorul reflex cu redresare completă (fig. 6.45, f)* conține o pentaprismă cu acoperiș care are suprafața de bază mătuită și situată simetric cu filmul față de oglinda plană rabatabilă $O_g$. Sistemul optic convergent $L_0$ trebuie să aibă focarul obiect suprapus cu imaginea virtuală $A'$ a obiectului dată de lama plan-paralelă echivalentă prismei acoperiș.

g. *Vizorul Kepler* este o lunetă Kepler (fig. 6.45, *g*), alcătuită dintr-o lentilă plan-convexă $L_c$ cu suprafața plană ca element de poziționare a imaginii și lentila de ochi $L_0$, care poate fi un dublet lipit, cu montură specială pentru compensarea anomaliilor ochiului. Pentru redresarea imaginii se folosește o pentaprismă cu acoperiș (v. fig. 6.37; 6.43, *a* și 6.45, *f*), sau un sistem alcătuit din oglinzi plane (fig. 6.45, *g*). Printr-o formă adecvată a acesteia, se elimină complet influența luminii parazite (v. fig. 6.43, *a*). În fig. 6.45, *h* este reprezentat vizorul combinat cu telemetrul, folosit la camera Leica M4-P (firma Leitz).

### 6.7.8. Diafragma de deschidere

Diafragma de deschidere este de tip iris. Construcția și schemele de calcul sînt reprezentate în fig. 6.46. Relații de calcul:

$$\overline{O_1O_2} \geqq r + r_b; \quad r^2 = \left(\frac{r + r_b}{2}\right)^2 + \left(\frac{r_b - \rho_{min}}{2}\right)^2;$$

$$r = \frac{1}{3}[r_b + \sqrt{7r_b^2 - 3\rho_{min}(2r_b - \rho_{min})}];$$

$$r_H = 2r - r_b; \quad \sin\frac{\gamma}{2} = \frac{r + r_b}{2r}; \quad \gamma = \arcsin\frac{r + r_b}{2r};$$

$$r_1 = r - r_b; \quad n = 360/\varepsilon; \quad \varepsilon = \beta_1' - \beta_2';$$

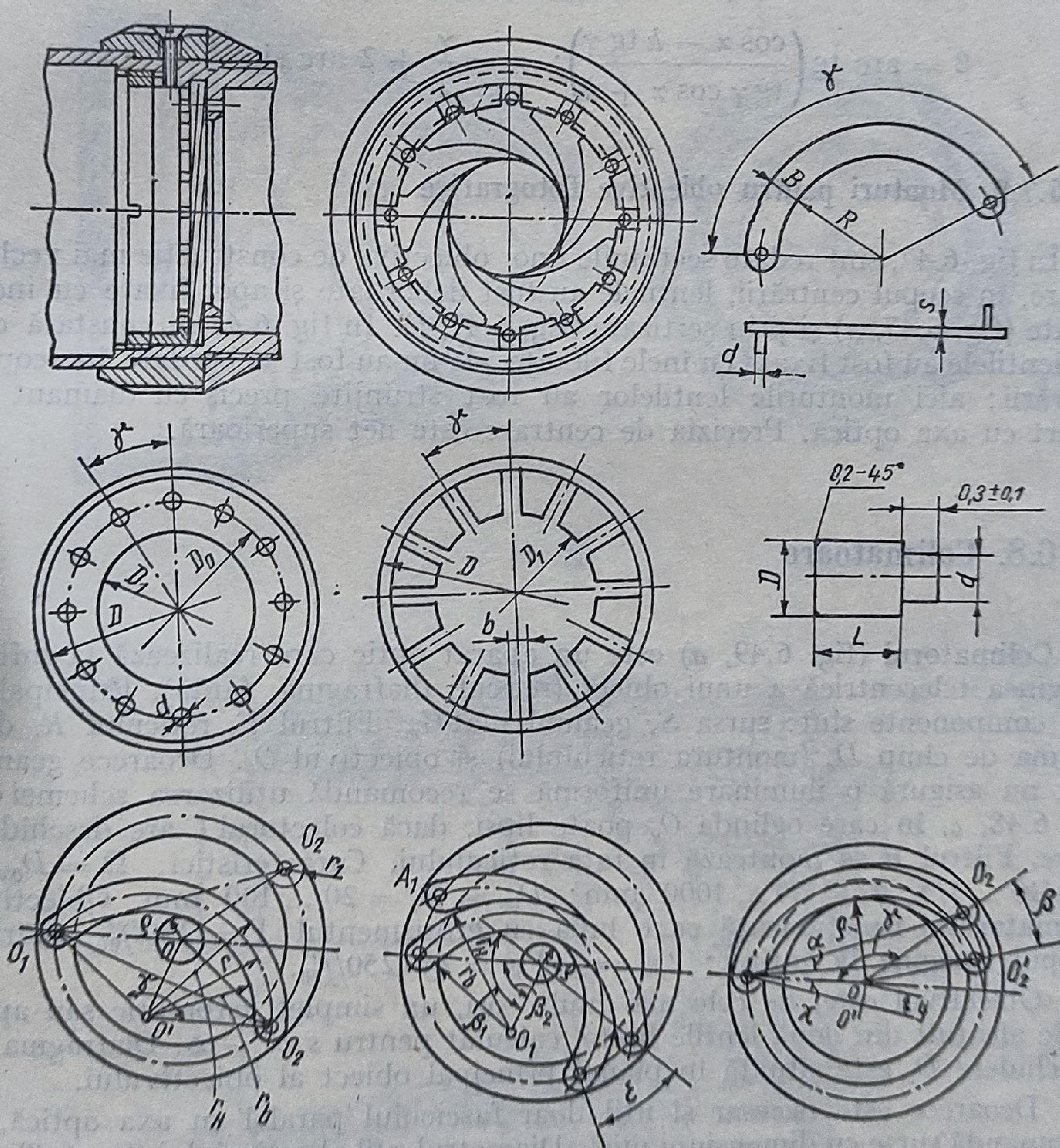



**Fig. 6.46. Diafragme:**
*a* — diafragme iris; *b* — fante cu deschidere continuu variabile și măsurabile.

$$\cos\beta_2 = \frac{r_b - \rho_{min}}{2r_b}; \quad \cos\beta_1 = \frac{r^2 + (r_b - \rho_{min})^2 - r_H^2}{2r_b(r_b - \rho_{min})};$$

$$T = \frac{sn\gamma}{360}; \; s = 0{,}05 \dots 0{,}1 \text{ mm}.$$

$$\rho = r_b - y = r_b - 2r \sin\frac{\alpha}{2}; \; \sin\frac{\alpha}{2} = \frac{r_b - \rho}{2r};$$

$$\beta = 2\alpha; \; \sin\frac{\beta}{4} = \frac{r_b - \rho}{2r}; \; a = r + r_b;$$

$$\operatorname{tg}(\beta + \gamma) = \frac{\cos(\gamma/2 + \alpha)}{r/a - \sin(\gamma/2 + \alpha)}; \; k = \frac{r}{r + r_b}$$

$$\beta = \operatorname{arc\,tg}\left(\frac{\cos\alpha - k \operatorname{tg}\gamma}{\operatorname{tg}\gamma \cos\alpha + k}\right); \; \alpha = \frac{\gamma}{2} + 2 \arcsin\frac{r_b - \rho}{2r}.$$

### 6.7.9. Monturi pentru obiective fotografice

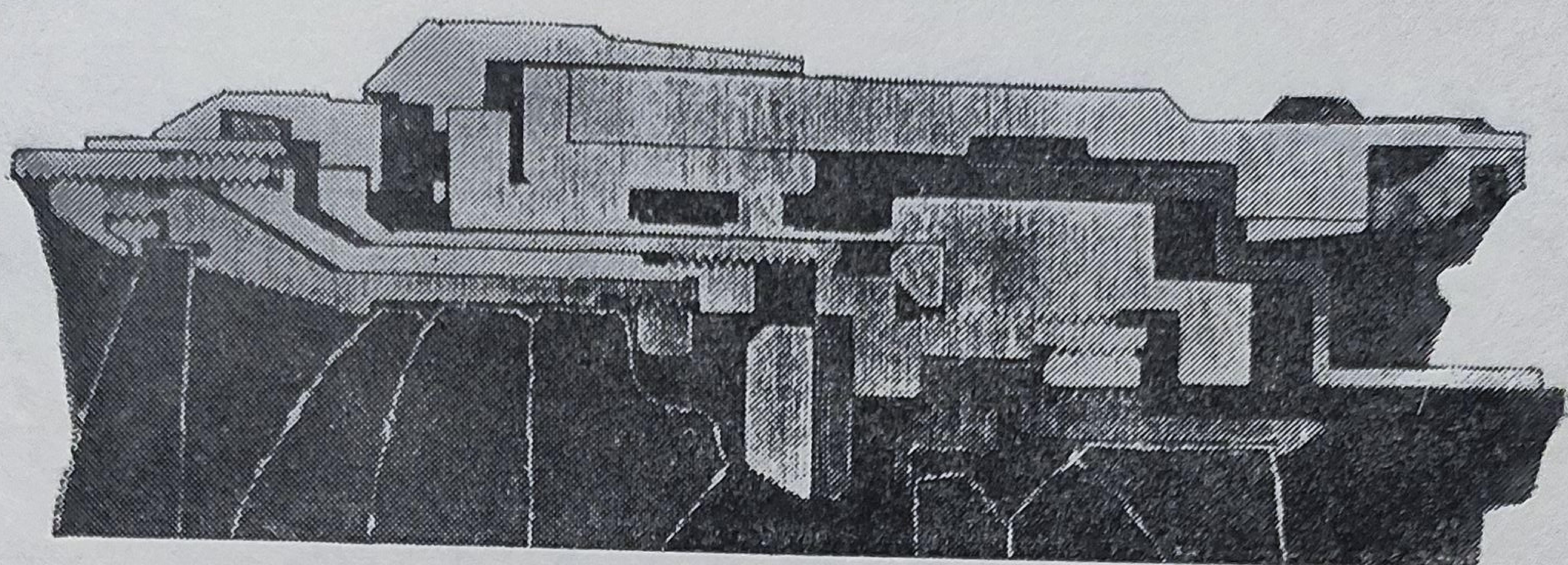
În fig. 6.47, sînt redate secțiunile unor obiective de construcție mai veche, la care, în scopul centrării, lentilele au fost debordate și apoi fixate cu inele filetate (fig. 6.47, *a*) și prin sertizare (fig. 6.47, *b*). În fig. 6.48 se constată că, deși lentilele au fost fixate cu inele filetate, ele nu au fost debordate în scopul centrării; aici monturile lentilelor au fost strunjite precis cu diamant în raport cu axa optică. Precizia de centrare este net superioară.

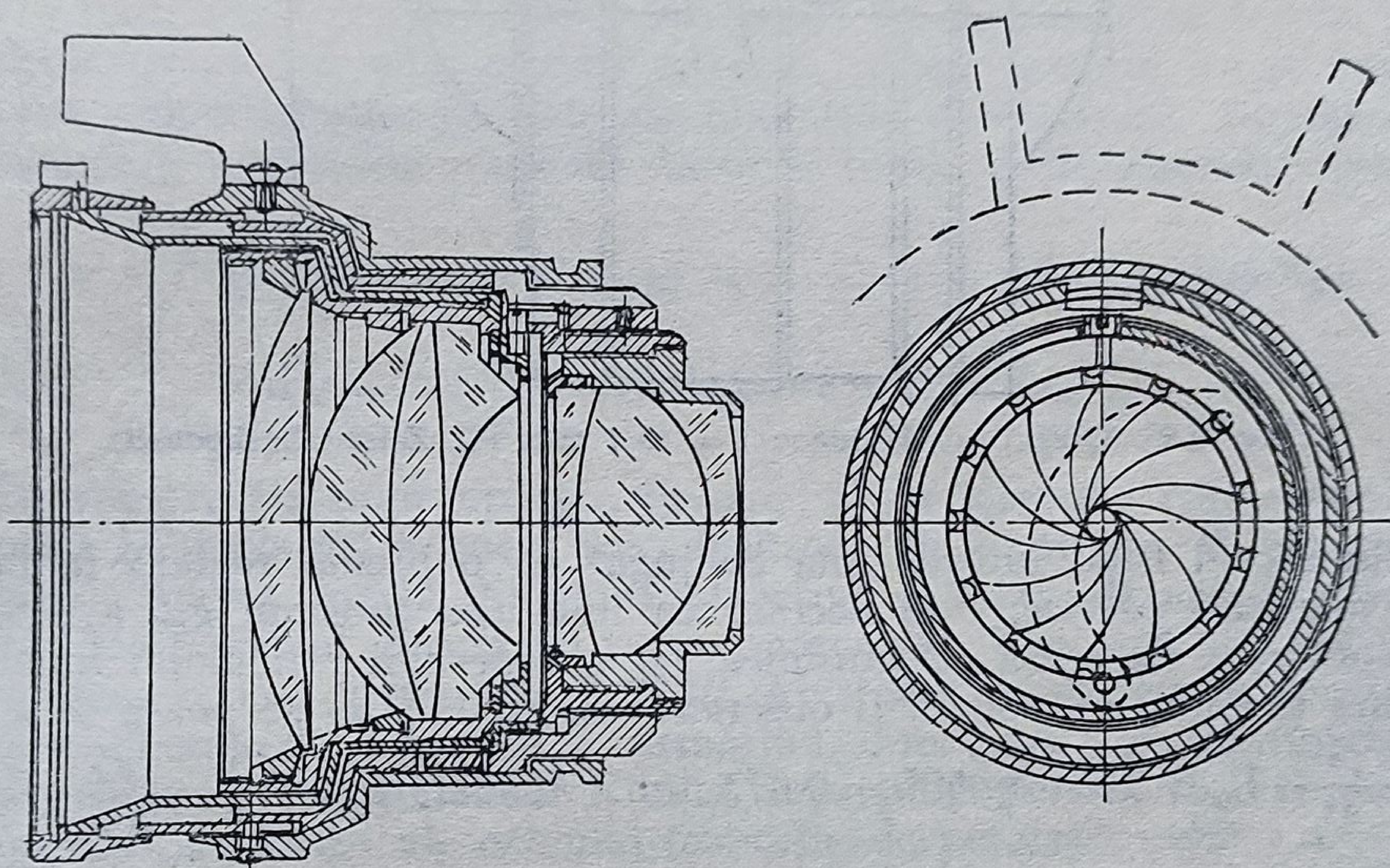
## 6.8. Colimatoare

Colimatorul (fig. 6.49, *a*) este un aparat optic care realizează la infinit imaginea telecentrică a unui obiect (reticul, diafragmă, fantă). Principalele sale componente sînt: sursa $S$, geamul mat $G_m$. Filtrul $F$, reticulul $R$, diafragma de cîmp $D_c$ (montura reticulului) și obiectivul $O_b$. Deoarece geamul mat nu asigură o iluminare uniformă se recomandă utilizarea schemei din fig. 6.48, *c*, în care oglinda $O_g$ poate lipsi, dacă colectorul $C$ are deschidere mare. Filtrul $F$ se montează în fața reticulului. Caracteristici: $\Omega = D_{ob}/f'_{ob} = 1/10 \dots 1/5$; $f' = 50 \dots 1000$ mm; $D_{ob} = P_i = 20 \dots 100$ mm. Obiectivul colimatorului funcționează ca o lupă cu grosismentul $\Gamma = 250/f'_{ob}$, mărind cîmpul imagine la infinit; $2y' = 2y\Gamma_{ob} = 2y \cdot 250/f'_{ob}$.

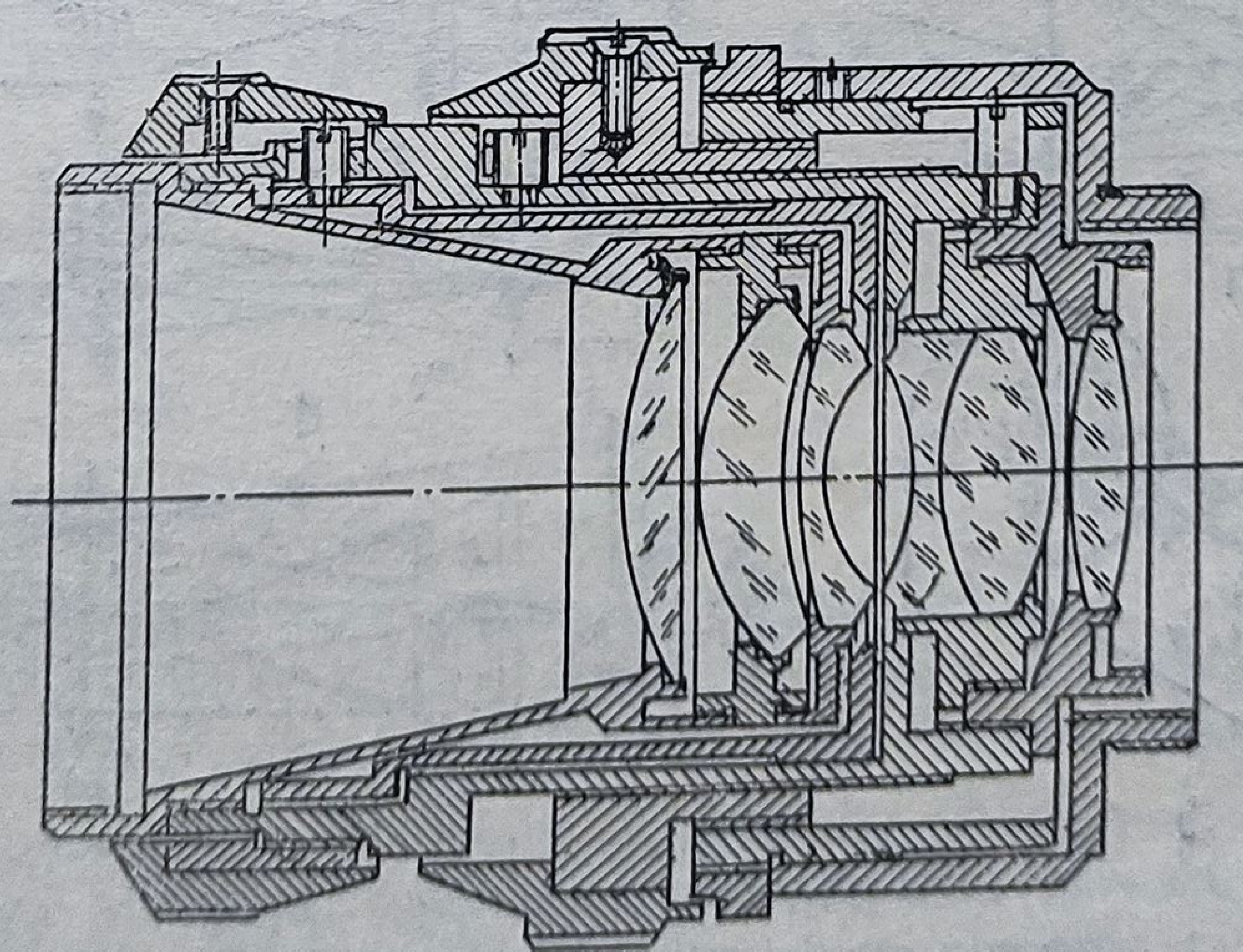
Obiectivul este, de cele mai multe ori, un simplet acromatic sau aplanetic alcătuit din două lentile lipite, calculat pentru $s = -\infty$. Diafragma de deschidere $D_e$ este situată în planul principal obiect al obiectivului.

Deoarece este necesar și util doar fasciculul paralel cu axa optică, se recomandă surse cu dimensiuni mici: Diametrul util al reticulului (fig. 6.49, b): $D_R = 2y = D_c = 2 f'_{ob} \operatorname{tg}\sigma_p = 2n\Delta$, în care $n$ este numărul de diviziuni, iar $\Delta$ — mărimea unei diviziuni.





a



b

Fig. 6.47. Obiective foto:
*a* — Sonnar (C. Zeiss-Jena); *b* — Xenon (Schneider).

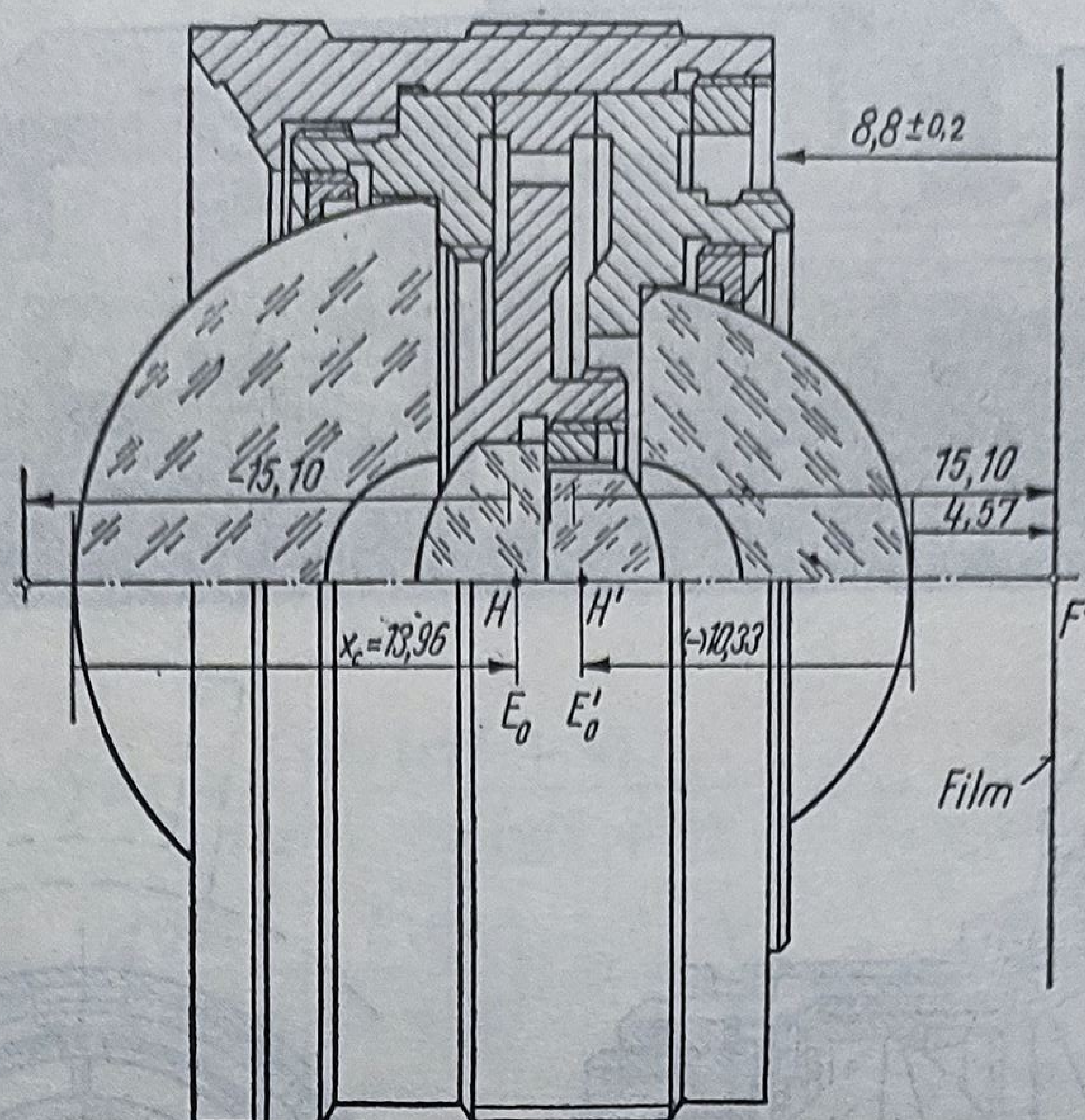



Fig. 6.48. Obiectivul Hologon $f = 15{,}1$ mm (C. Zeiss-Oberkochen).

Colimatorul fiind întotdeauna conjugat cu o lunetă reglată la infinit, pentru măsurări precise, este necesar ca imaginea grosimii $g_{RC}$ a reperului colimatorului să fie egală cu grosimea $g_{RL}$ a reperului reticulului lunetei de observare și ambele să poată fi observate de ochi. Deci se poate scrie: $g_{RC}\,\Gamma_C \cdot \dfrac{1}{\Gamma_L} \cdot \Gamma_{0c} > 250 \cdot \text{tg}\, 60'' = 0{,}075$ mm. Așadar, $g_{RC} \cdot \dfrac{250}{f'_C} \cdot \dfrac{f'_L}{250} \cdot \dfrac{250}{f'_{0c}} =$

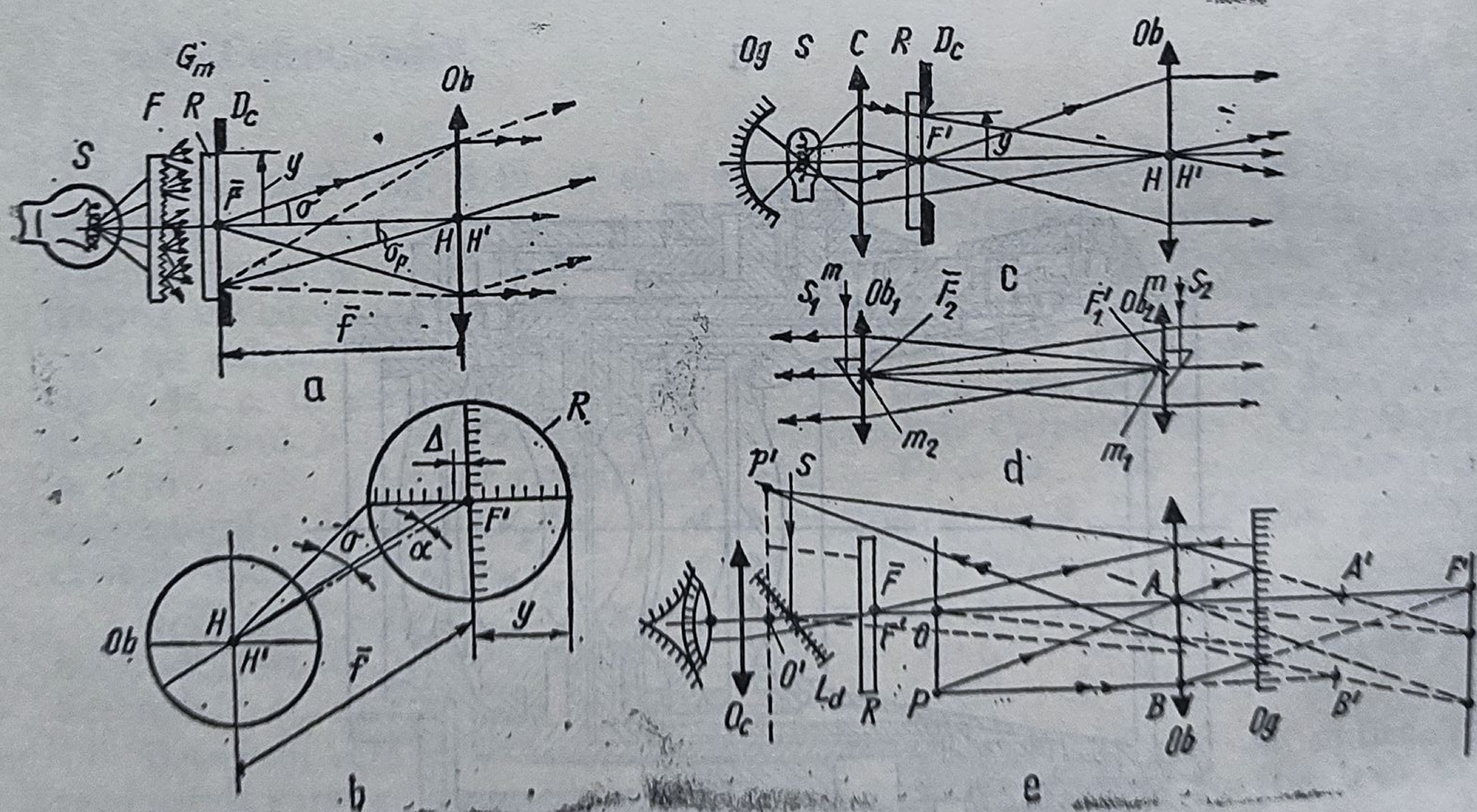



**Fig. 6.49. Colimatoare:**

*a* — simplu; *b* — schemă pentru calculul reticulului; *c* — cu iluminare completă; *d* — dublu Brander; *e* — schemă pentru ajustare.

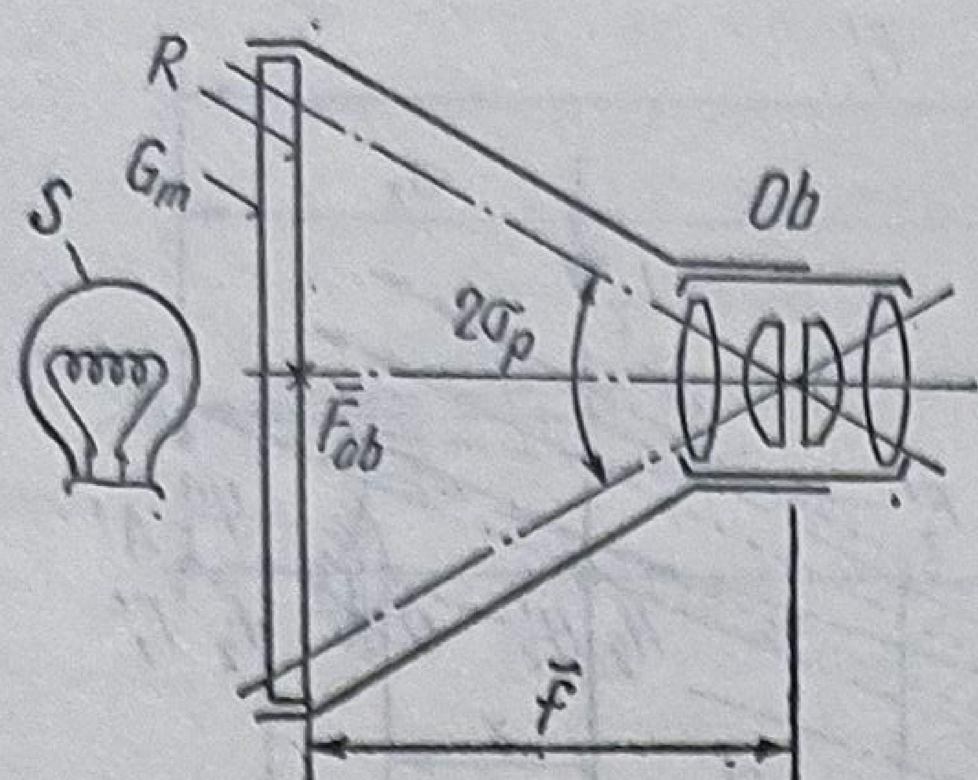



Fig. 6.50. Colimatorul tronconic.

= 0,075 mm. Dacă colimatorul și luneta au aceeași distanță focală, reperele reticulelor trebuie să aibă aceeași grosime. Aceste grosimi, ca și diviziunile, pot avea valori inegale cauzate de aberațiile obiectivului. Abaterea $\Delta y$ a dimensiunii $y$ este influențată de distanța focală și de abaterea acesteia:

$$y = f'\text{tg}\sigma;\ \lg y = \lg f' + \lg\ \text{tg}\sigma;\ \text{d}y/y = \text{d}f'/f' + \text{dtg}\sigma/\text{tg}\sigma$$

$$\text{d}y/y = \text{d}f'/f' + 2\,\text{d}\sigma/\sin 2\sigma;\ \text{d}y \approx y\,\text{d}f'/f'.$$

În construcția unor aparate (telemetre) se folosește colimatorul dublu insensibil la deplasări și rotiri mici (cauzate, de exemplu, de variația temperaturii). Acesta constă din două obiective coaxiale de aceeași focală, pe fiecare obiectiv fiind gravat un reper (marca $m$) iluminată prin intermediul unor prisme isoscel drepte (fig. 6.49, *d*). Ajustarea colimatorului se efectuează conform schemei din fig. 6.49, *e*, urmărind, direct sau prin intermediul unui aparat, ca imaginea reticulului $R$ să se suprapună perfect cu reticulul, chiar la deplasări sau rotiri ale ochiului (condiția de paralaxă nulă).

Valoarea diviziunii unui colimator poate fi verificată cu un goniometru, montînd colimatorul cu punctul nodal imagine pe axa de rotație a mesei aparatului.

Pentru verificarea cîmpului unghiular al aparatelor optice se folosește colimatorul tronconic reprezentat în fig. 6.50.

## 6.9. Lunete

### 6.9.1. Luneta Galilei

6.9.1.1. *Formarea imaginii.* Luneta Galilei (fig. 6.51), inventată de olandezul Franz Lippershey în anul 1604 și construită de Galilei în 1609, este alcătuită dintr-un obiectiv convergent $L_1$ și un ocular divergent $L_2$, de focale $f'_1 > 0$ și respectiv $f'_2 < 0$, situate la distanța $\overline{H'_1H_2} = e > 0$. Pentru ca imaginea dată de ocular să fie redresată, mărită și virtuală, situată la distanța $D > 250$ mm, de preferință în punctum remotum, este necesar ca

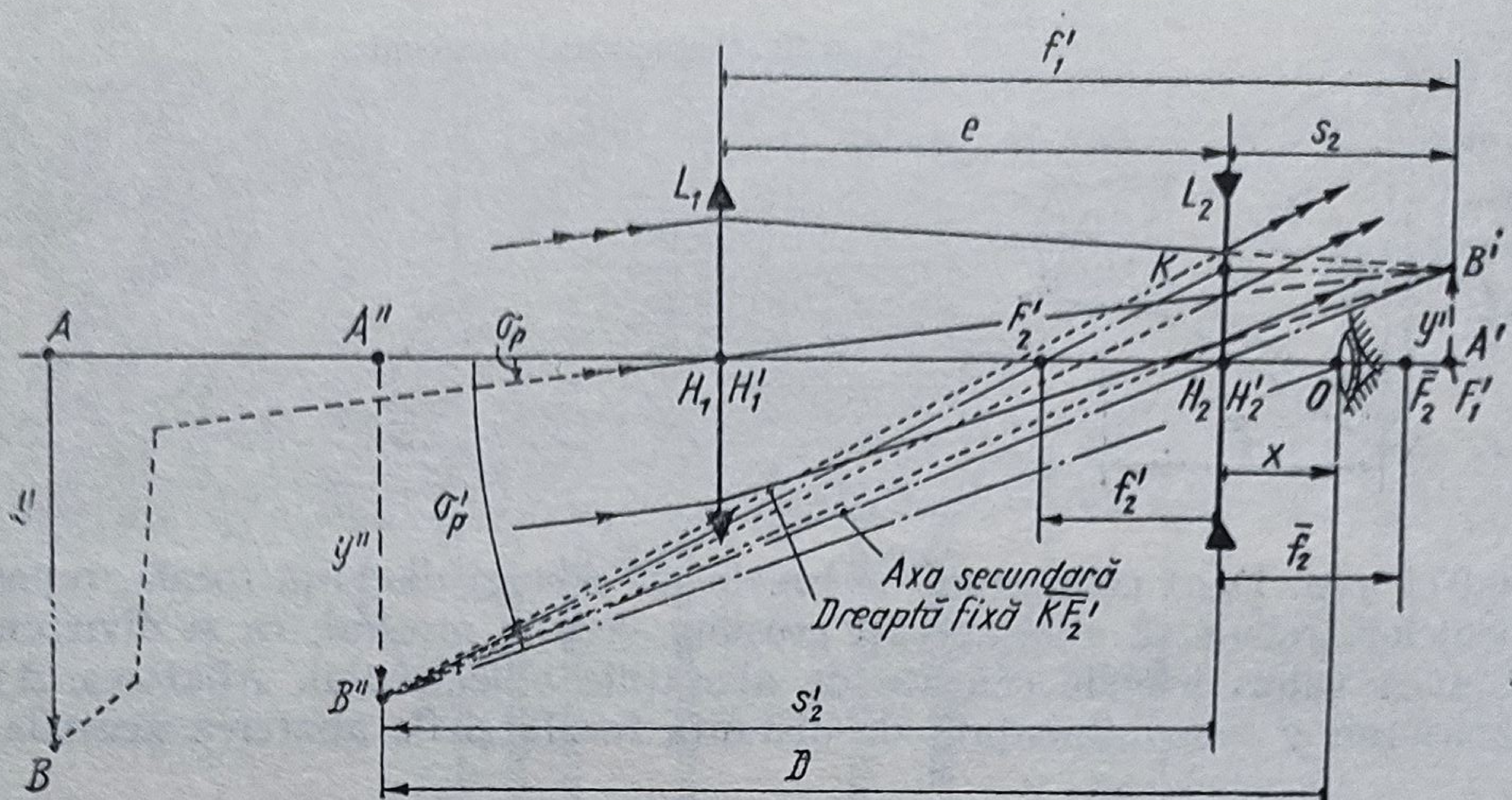



Fig. 6.51. Formarea imaginii în luneta Galilei.

abscisa obiect $s_2 > \bar{f}_2$, iar ochiul 0 să fie situat în amonte de $\bar{F}_2$, la distanța $x < \bar{f}_2$. Cu notațiile din fig. 6.51, se poate scrie:

$$\overline{H_1'H_2} = e;\ \overline{OA''} = D;\ \overline{H_2O} = X;\ \overline{H_1A} = s;\ s_1' = f_1';\ s_1 = s;$$

$$e = f_1' - s_2;\ 1/f_1' = 1/s_1' - 1/s_1;\ s_1' = f_1'/(1 - f_1'/s) > \bar{f}_2;$$

$$s_2' = D - X;\ 1/s_2' - 1/s_2 = 1/f_2';$$

$$s_2' = |f_2'|/[1 - |f_2'|/(D - x)];\ e = f_1'/(1 - f_1'/s) - |f_2'|/[(1 - |f_2'|/(\Delta - x)].$$

*Cazul 1) : s = const.* Dacă $D$ crește, crește $e$, adică luneta se lungește dacă imaginea finală $y''$ se apropie de „punctul remotum".

*Cazul 2) : D = const; x = const.* În acest caz, dacă se depărtează obiectul (crește $s$) se micșorează $\Delta$. Așadar, ocularul se deplasează în sensul în care se deplasează obiectul.

6.9.1.2. *Pupilele.* Se deosebesc următoarele trei situații. a. *Diafragma de deschidere este situată în planul principal obiect* (fig. 6.52) al obiectivului.

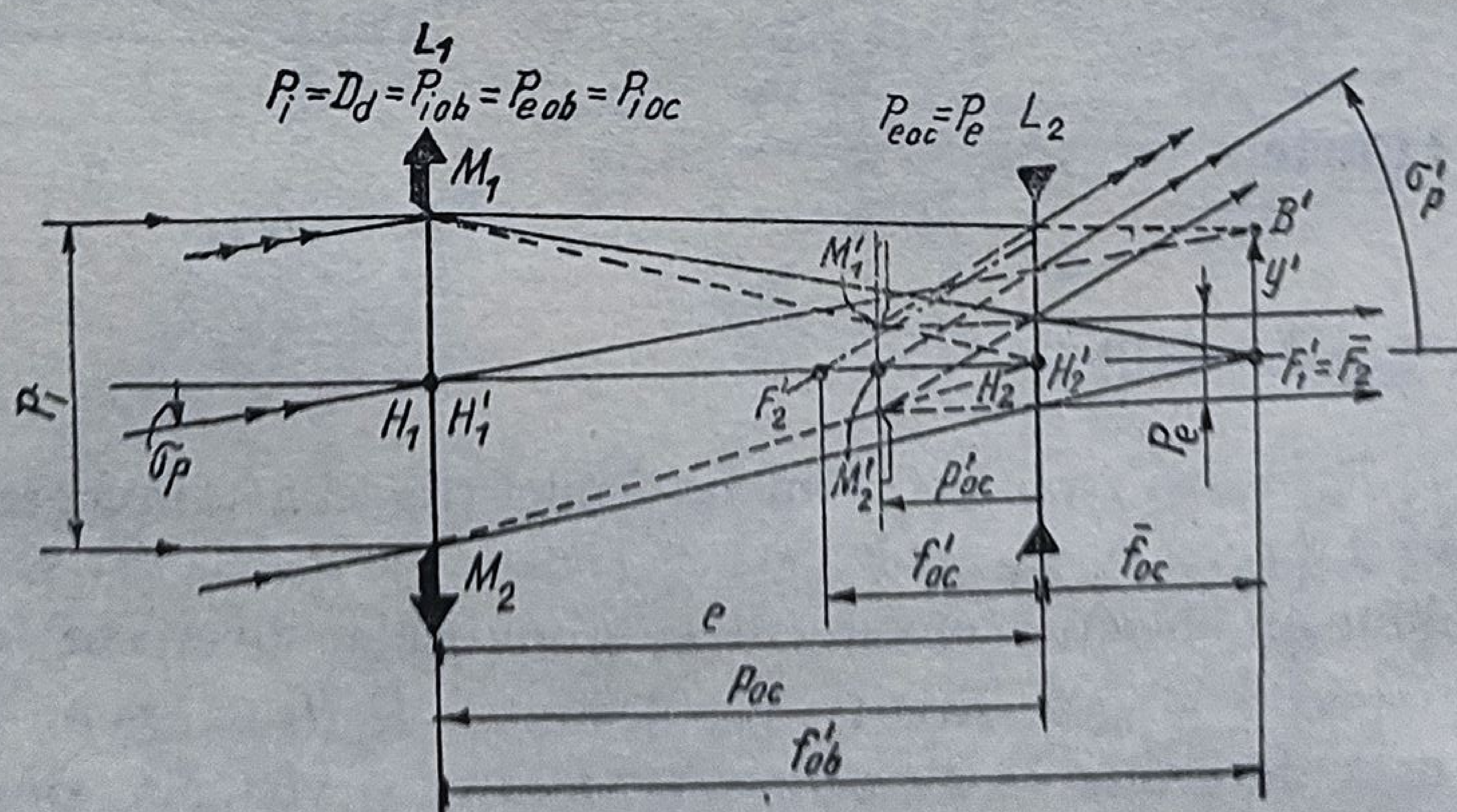



Fig. 6.52. Luneta Galilei reglată pentru infinit.

Imaginea sa dată de obiectiv constituie pupila de ieșire a obiectivului $P_e$ și este pupilă de intrare pentru ocular. Imaginea acesteia dată de $L_2$ reprezintă pupila de ieșire a ocularului și a lunetei. Fiind situată între focarul obiect $F_2'$ și ocular, aceasta nu poate fi suprapusă cu pupila ochiului. Cu notațiile din figură pot fi scrise următoarele relații pentru luneta afocală $(\Delta = \overrightarrow{F_1'F_2} = 0)$:

$$\Gamma = \frac{f'_{0b}}{|f'_{0c}|} = \frac{P_i}{P_e} = \frac{\operatorname{tg}\sigma'_p}{\operatorname{tg}\sigma_p} = \frac{p_{0c}}{p'_{0c}}; \quad \operatorname{tg}\sigma'_p = y/f'_{0b};$$

$$\frac{1}{f'_{0c}} = \frac{1}{p'_{0c}} - \frac{1}{p_{0c}}; \quad e = f'_{0b} + f'_{0c}; \quad \Delta = \overrightarrow{F'_{0b}F_{0c}} = 0$$

$$D_{0b} = P_i; \quad D_{0c\,max} = e \operatorname{tg}\sigma_p + P_e; \quad D_{0c\,min} = e \operatorname{tg}\sigma_p.$$

$$\alpha = 1/\gamma^2 = \beta'^2$$

Puterea ocularului este $\varphi'_{0c} = \dfrac{\operatorname{tg}\sigma'_p}{y'}$; $\operatorname{tg}\sigma'_p = \varphi'_{0c} f'_1 \operatorname{tg}\sigma_p$.

$$\Gamma = \frac{f'_{0b}}{|f'_{0c}|} = \frac{f'_{0b}}{|f'_{0c}|\left(1 - \dfrac{f'_{0b}}{s}\right)} = \varphi'_{0c}\frac{f'_{0b}}{1 - \dfrac{f'_{0b}}{s}}.$$

Se observă că pentru ochiul emetrop $(s = -\infty)$ $\Gamma_e = \varphi'_{0c} f'_{0b}$; pentru cel hipermetrop $(s > 0)$, $\Gamma_h > \Gamma_e$, iar pentru cel miop $(s < 0)$, $\Gamma_m < \Gamma_e$. Totodată se constată că pentru ochii miopi și emetropi $x$ poate fi oricît de mic, în timp ce pentru ochiul hipermetrop $x$ trebuie să fie mare, adică ocularul trebuie apropiat de obiectiv. Practic $x$ trebuie să fie foarte mic.

b. *Diafragma $D_a$ este situată în planul principal obiect al ocularului (fig. 6.53)* În acest caz, pupila de ieșire a obiectivului este de fapt pupila de intrare a lunetei $P_i$, situată la distanța $p_{0b} = p$ după obiectiv (în spatele ochiului). Sînt valabile următoarele relații:

$$\Gamma = f'_{0b}/|f'_{0bc}| = P_i/P_e = \operatorname{tg}\sigma'_p/\operatorname{tg}\sigma_p = p_{0b}/p'_{0b};$$

$$1/f'_{0b} = 1/p'_{0b} - 1/p_{0b}.$$

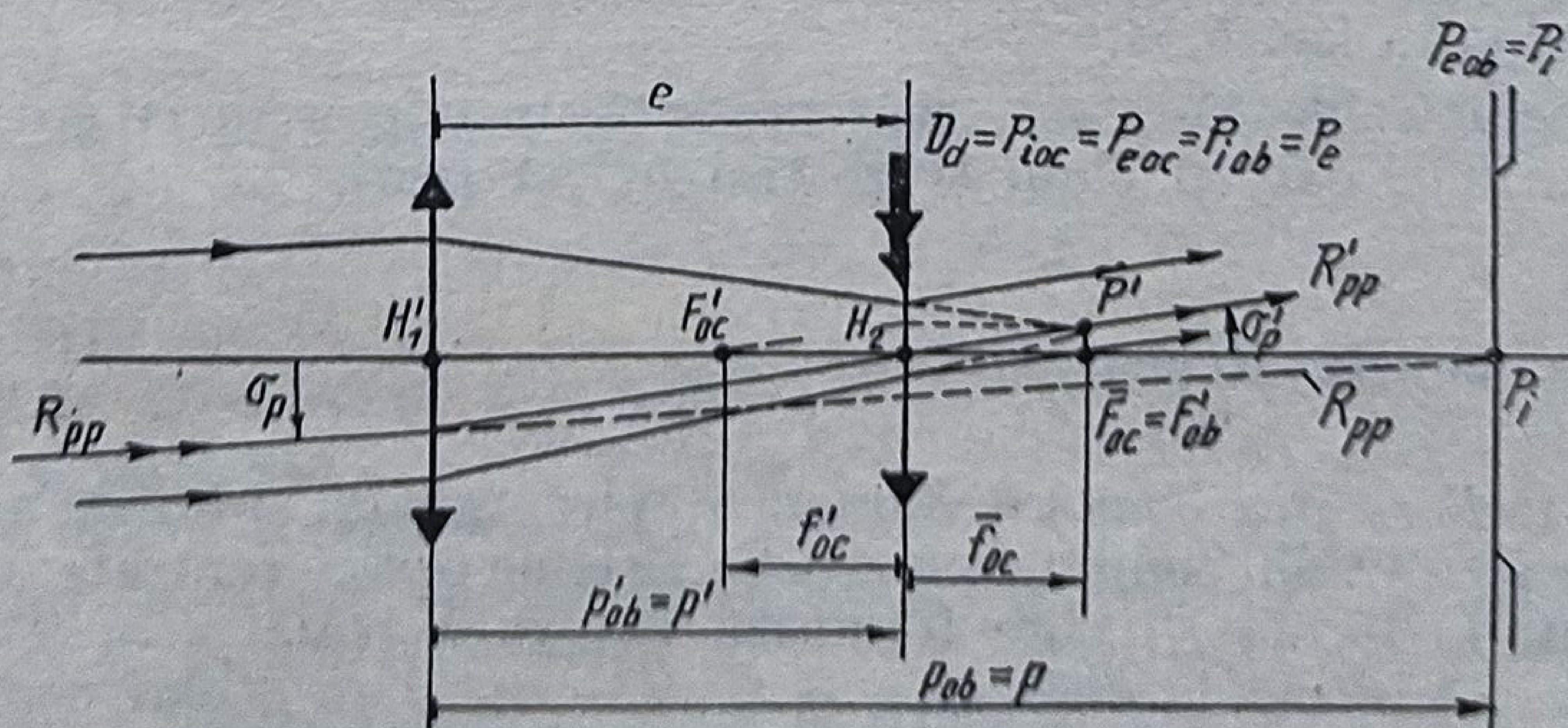
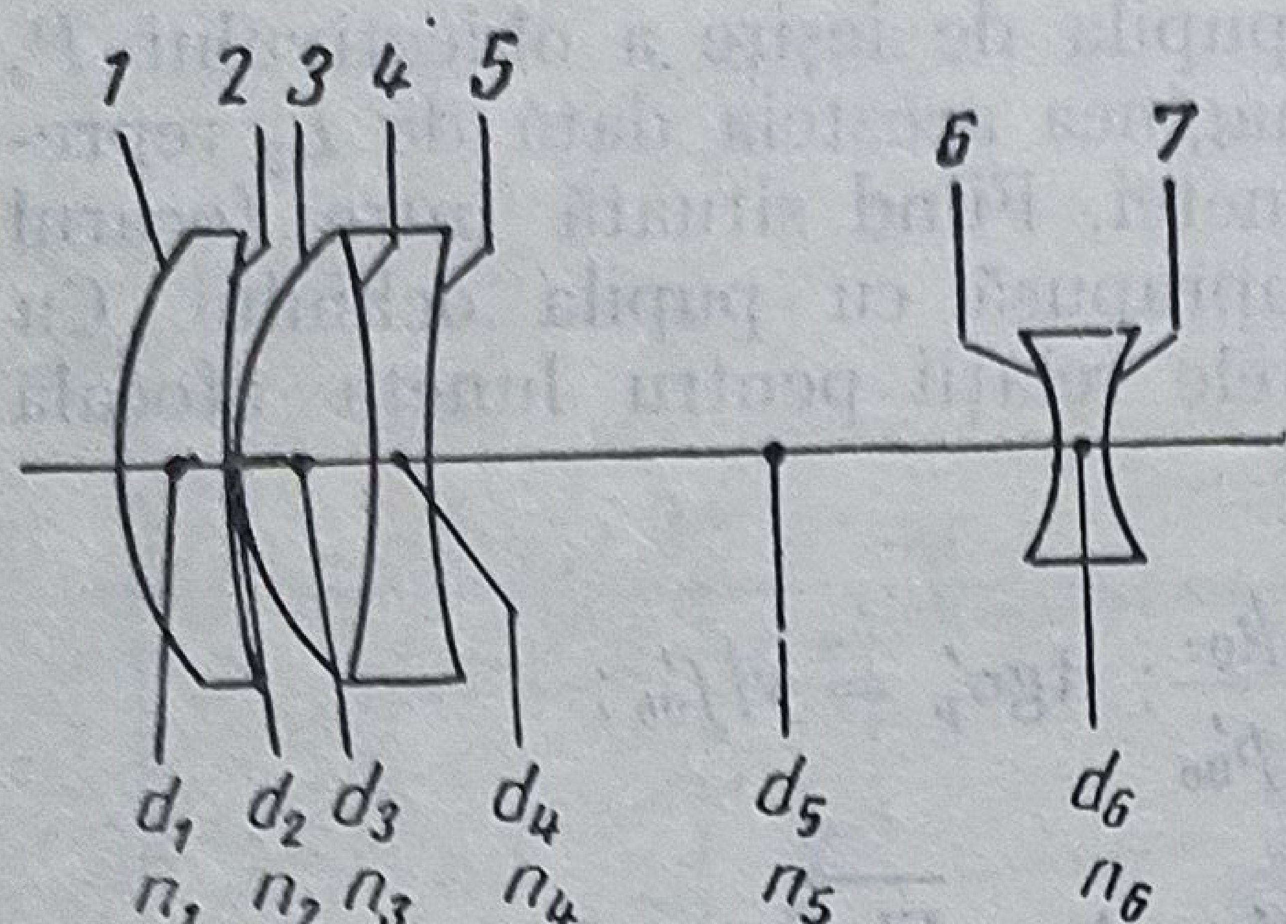



Fig. 6.53. Luneta Galilei cu diafragma situată în planul principal obiect al ocularului.

Fig. 6.54. Exemplu de lunetă Galilei corectată.




c. *Diafragma de deschidere $D_a$ este chiar pupila ochiului, situată după ocular, la distanța x.* Pupila de intrare $P_i$ este imaginea pupilei ochiului dată succesiv de ocular și obiectiv; ea se formează în spatele ochiului, la distanța mare. Dacă $x = f_{0c}/2$, pupila de intrare a ocularului se formează în planul focal obiect al ocularului. Această imagine reprezintă pupila de ieșire a obiectivului $P_e$. Imaginea sa, pupila de intrare a obiectivului $P_{i\,ob}$ se formează la infinit, suprapusă cu imaginea obiectului.

Luneta Galilei este folosită ca: lunetă terestră de observare cu grosiment mic ($\Gamma = 2 \ldots 5X$; $P_i = 20 \ldots 30$ mm; $P_e = 7$ mm), binoclu pentru teatre și muzee, ca sistem de variație în trepte a grosismentului la unele aparate binoculare, ca vizor pentru aparate fotografice și pentru cercetarea anumitor incinte (camere, holuri, rezervoare) precum și ca expandor de radiații laser. Rezoluția $R = \Gamma/60''$.

Exemplu numeric (în mm): $f'_{0b} = 140$; $f'_{0c} = -40$. Se calculează: $\Gamma = f'_{0b}/f'_{0c} = 140/40 = 3{,}5$ X; $e = f'_{0b} + f'_{0c} = 140 - 40 = 100$. Se consideră diafragma $D_a$ în planul principal obiect al ocularului și deci se poate scrie: $1/f'_{0b} = 1/p'_{0b} - 1/p_{0b}$; $1/p'_{0b} = 1/e = 1/100$; $1/p_{0b} = 1/e - 1/f'_{0b} = 1/100 - 1/140 = 0{,}002857$; $p_{0b} = +350$.

$$\gamma_p = \Gamma = p_{0b}/p'_{0b} = 350/100 = 3{,}5 \text{ X}.$$

Dacă $P_e < P_{ochi}$, scade rezoluția prin micșorarea luminanței pe retină și variația stării de adaptare a ochiului.

La luneta Galilei, obiectivul se corectează împreună cu ocularul, folosind metoda compensării aberațiilor, dar se acromatizează separat. Un exemplu este reprodus în fig. 6.54.

O lunetă Galilei cu $s \neq -\infty$ reprezintă un microscop cu grosisment mic ($\Gamma = 50 \ldots 100$), dar cu cîmp și abscisă obiect mari.

### 6.9.2. Luneta Kepler

6.9.2.1. *Formarea imaginii.* Luneta Kepler, numită și lunetă astronomică (fig. 6.55), rezultă din combinarea a două sisteme optice centrate: un obiectiv convergent de focala $f'_1$, care formează imaginea reală $y' = A'B'$ a unui obiect $AB = y$ situat la distanța $s = s_1 = -\infty$, și un ocular convergent cu focala $f'_2 < f'_1$, care funcționează ca o lupă, mărind imaginea reală $y'$. Diametrul aparent al imaginii $2y''$ este maxim atunci cînd aceasta este situată

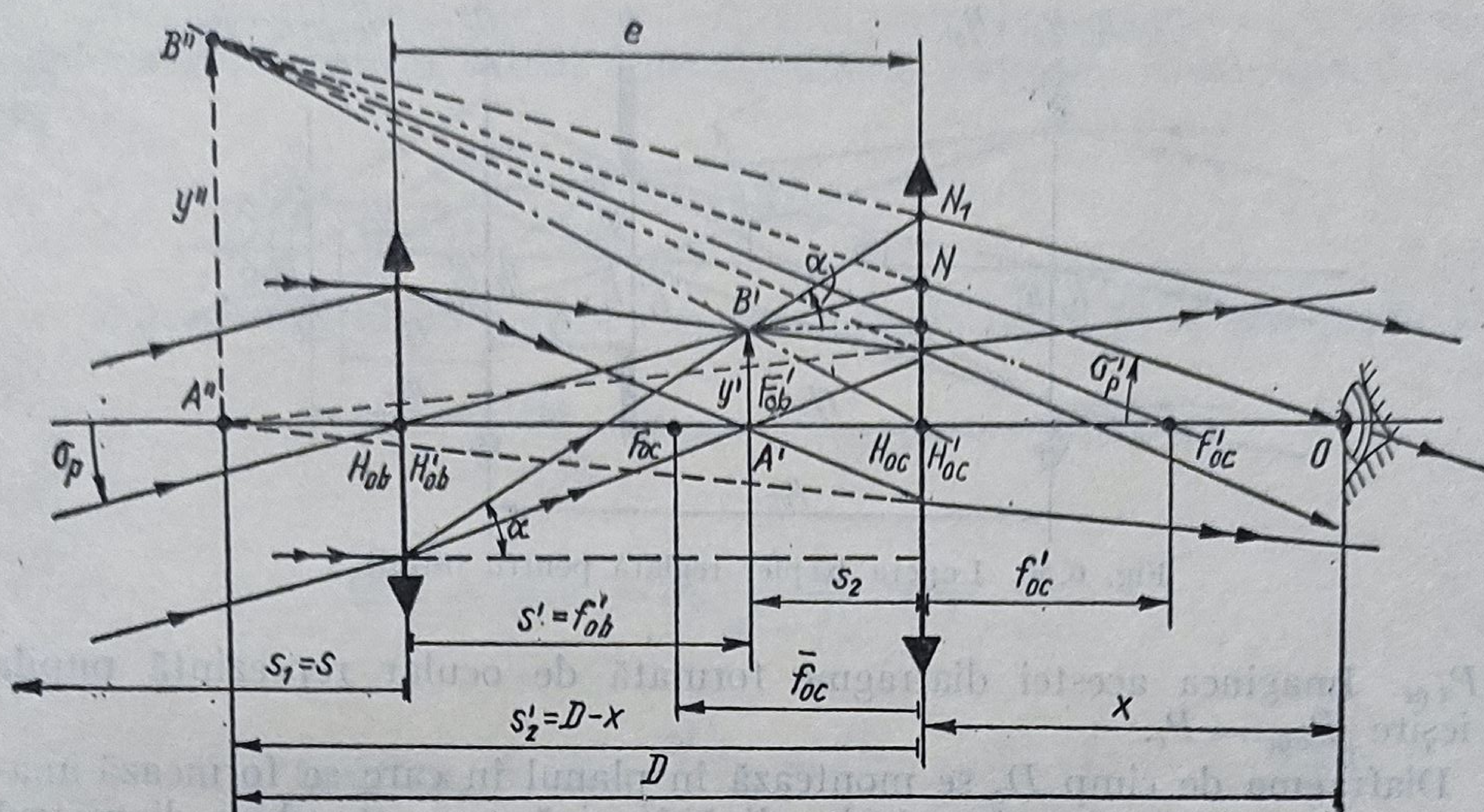



Fig. 6.55. Formarea imaginii în luneta Kepler reglată pentru ochiul miop.

în „punctum remotum". Pentru ochiul emetrop $\Delta = \overrightarrow{F_1'F_2} = 0$ şi $y''$ se formează la infinit. Dacă pupila ochiului se află în fața focarului $F_2'$, diametrul aparent $2y''$ al imaginii $2y'$ este maxim atunci cînd $2y''$ se află în „punctum proximum" dar ochiul trebuie să acomodeze şi deci oboseşte.

Cu notațiile din fig. 6.55 pot fi scrise următoarele relații:

$$e = \overrightarrow{H_1H_2};\ s_1 = s = \overrightarrow{H_1A};\ D = \overrightarrow{OA''};\ \overrightarrow{H_2O} = x;$$

$$s_1' = f_1';\ s_2 = \overrightarrow{H_2A'};\ s_2' = D - x;$$

$$e = f_1' - s_2;\ 1/f_2' = 1/s_2' - 1/s_2 = 1/(D - x) - 1/s_2;$$

$$s_2 = f_2'(D - x)/(f_2' + D - x) = f_2'/[1 + f_2'/(D - x)];$$

$$1/f_1' = 1/s_1' - 1/s_1;\ s_1' = f_1'\, s/(s - f_1') = f_1'/(1 - f_1'/s);$$

$$e = f_1'/(1 - f_1'/s) + f_2'/[1 + f_2'/(D - x)].$$

*Cazul 1 : $s = const$; $x = const$, $D = variabil$.* Dacă $D$ creşte de la $D_M$ (pentru ochiul miop) la $D_H$ (pentru ochiul hipermetrop), sau de la $D_M$ la $+\infty$ şi de la $-\infty$ la $D_H$, în caz că se trece de la un miop la un hipermetrop, raportul $f_2'/(D - x)$ scade şi deci $e$ creşte. Aşadar, distanța $e$ variază în acelaşi sens cu $D$.

*Cazul 2 : $D = const$; $x = const$; $s = variabil$.* Dacă $s$ creşte, raportul $f_1'/s$ scade şi diferența $1 - f_1'/s$ creşte. Prin urmare, scade $e$. Deplasarea ocularului are loc în acelaşi sens cu deplasarea obiectului observat.

Calculul de gabarit se face totuşi pentru ochiul emetrop considerînd luneta reglată la infinit (fig. 6.56): $D = -\infty$ şi $s_2 = f_2$. Practic $P_i \approx f_{ob}'/20$.

6.9.2.2. *Pupilele de intrare şi de ieşire. Cazul 1.* De cele mai multe ori diafragma de deschidere $D_d$ se montează în planul principal obiect al obiectivului infinit subțire (fig. 6.56). În acest caz se poate scrie: $D_d = P_{i\,\infty} = P_{e\,\infty} =$

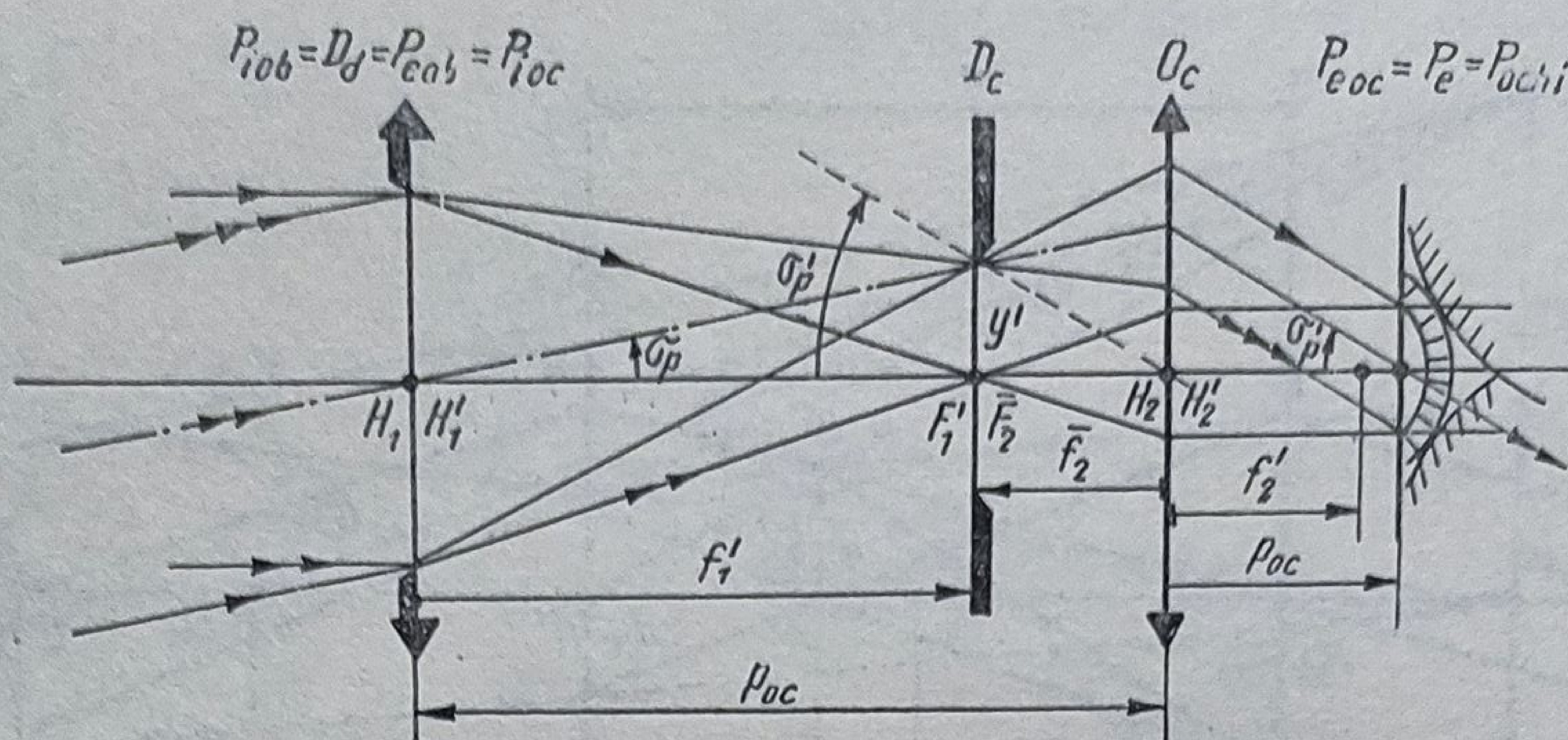



Fig. 6.56. Luneta Kepler reglată pentru infinit.

$= P_{i\,0c}$. Imaginea acestei diafragme formată de ocular reprezintă pupila de ieșire $P_{e\,0c} = P_e$.

Diafragma de cîmp $D_c$ se montează în planul în care se formează imaginea reală și limitează cîmpul de plină lumină: ea este chiar diametrul util al reticulului: $D_c = D_R = 2y' = 2f'_{0b} \cdot \mathrm{tg}\sigma_p$.

Cînd se folosește ca expandor de radiații laser, diafragma de cîmp are diametrul $D_c = 10 \ldots 20 \mu m$ și funcționează ca filtru spațial pentru obținerea unor franje de interferență curate (fig. 6.57). Cu notațiile din fig. 6.56 se poate scrie:

$$\mathrm{tg}\,\sigma_p' = \varphi_{0c}' y'\,;\; \mathrm{tg}\,\sigma_p' = \varphi_c' f_{0b}' \mathrm{tg}\,\sigma_p\;;\; \Gamma = \varphi_{0c}' f_{0b}'\,;$$

$$\varphi_{0c}' = \frac{1}{f_{0c}'}\left(1 - \frac{x - f_{0c}'}{D}\right);\; \Gamma = \frac{f_{0b}'}{f_{0c}'}\left(1 - \frac{x - f_{0c}'}{D}\right).$$

Se constată că grosismentul $\Gamma$ depinde de raportul $(x - f_{0c}')/D$. În fig. 6.55 se observă că, $x - f_{0c}' > 0$ și imaginea $y''$ corespunde punctului remotum. Prin urmare, grosismentul este mai mare pentru un ochi hipermetrop decît pentru unul miop. Cînd $D = -\infty$, adică atunci cînd imaginea $y''$ este situată în „punctum remotum" pentru ochiul emetrop (fig. 6.56), se obține grosismentul intrinsec $\Gamma_i = \Gamma_E = f_{0b}'/f_{0c}' = P_i/P_e = \mathrm{tg}\,\sigma_p'/\mathrm{tg}\,\sigma_p$ și $1/f_{0c}' = 1/p_{0c}' - 1/p_{0c}$. Abscisa pupilară $p_{0c}'$ se determină ținînd seama de construcția ocularului.

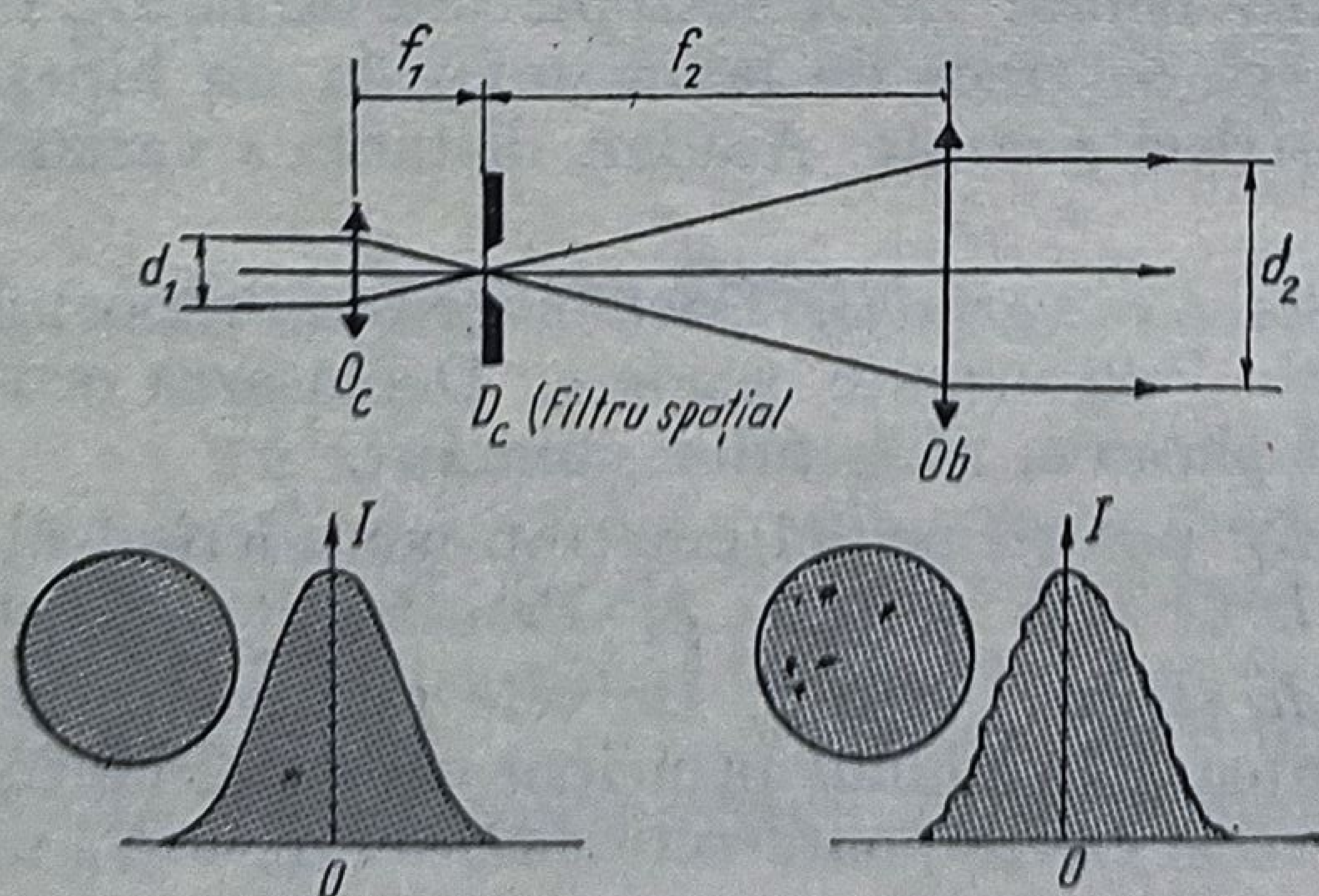



Fig. 6.57. Luneta Kepler ca expandor de radiații laser:
*a* — schema optică pentru $s = -\infty$; *b* — distribuția intensității în planul imagine al lunetei prevăzută cu filtru spațial ($d = 10\ \mu m$; $20\ \mu m$); *c* — idem pentru luneta fără filtru spațial

*Observații:* 1) deoarece $0 < x - f'_{0c}$ și raportul $(x - f'_{0c})/D \ll 1$, grosismentul lunetei reglată pentru ochiul ametrop diferă puțin de grosismentul intrinsec $\Gamma_i$;

2) $\Gamma = f'_{0b}/f'_{0c} = \dfrac{250}{f'_{0c}} \cdot \dfrac{f'_{0b}}{250} = \Gamma_{0c}/\Gamma_{0b}$;

3) grosismentul unui vizor; cu notațiile din fig. 6.55 se mai poate scrie:

$$s'_1 = \frac{s f'_{0b}}{s - f'_{0b}} = f'_{0b}; \; y' = s'_1 \mathrm{tg}\sigma_p = f'_{0b}\mathrm{tg}\sigma_p;$$

$$\mathrm{tg}\sigma'_p = \varphi'_{0c} y' = \varphi'_{0c} \frac{s f'_{0b}}{s - f'_{0b}} \mathrm{tg}\sigma_p;$$

$$\Gamma = \mathrm{tg}\sigma'_p/\mathrm{tg}\sigma_p = \varphi'_{0c} \cdot \frac{s f'_{0b}}{s - f'_{0b}} = \frac{f'_{0b}}{f'_{0c}} \cdot \frac{s}{s - f'_{0b}} \left(1 - \frac{x - f'_{0c}}{D}\right);$$

pentru $D = -\infty$ rezultă: $\Gamma = \dfrac{f'_{0b}}{f'_{0c}}$ și $1/f'_{0c} = 1/p'_{0c} - 1/p_{0c}$.

Pupila de ieșire a lunetei astronomice fiind reală și situată în afara lunetei, poate fi măsurată cu dinametrul Ramsden.

Pentru a se evita apariția vignetării și mărirea gabaritului transversal al ocularului se va introduce o lentilă de cîmp în planul imaginii reale (fig.6.58).

6.9.2.3. *Cîmpul unghiular.* Razele pupilare principale formează între ele unghiul $2\sigma_p$, numit cîmp unghiular. Acest cîmp poate fi determinat în funcție de grosismentul lunetei și tipul ocularului.

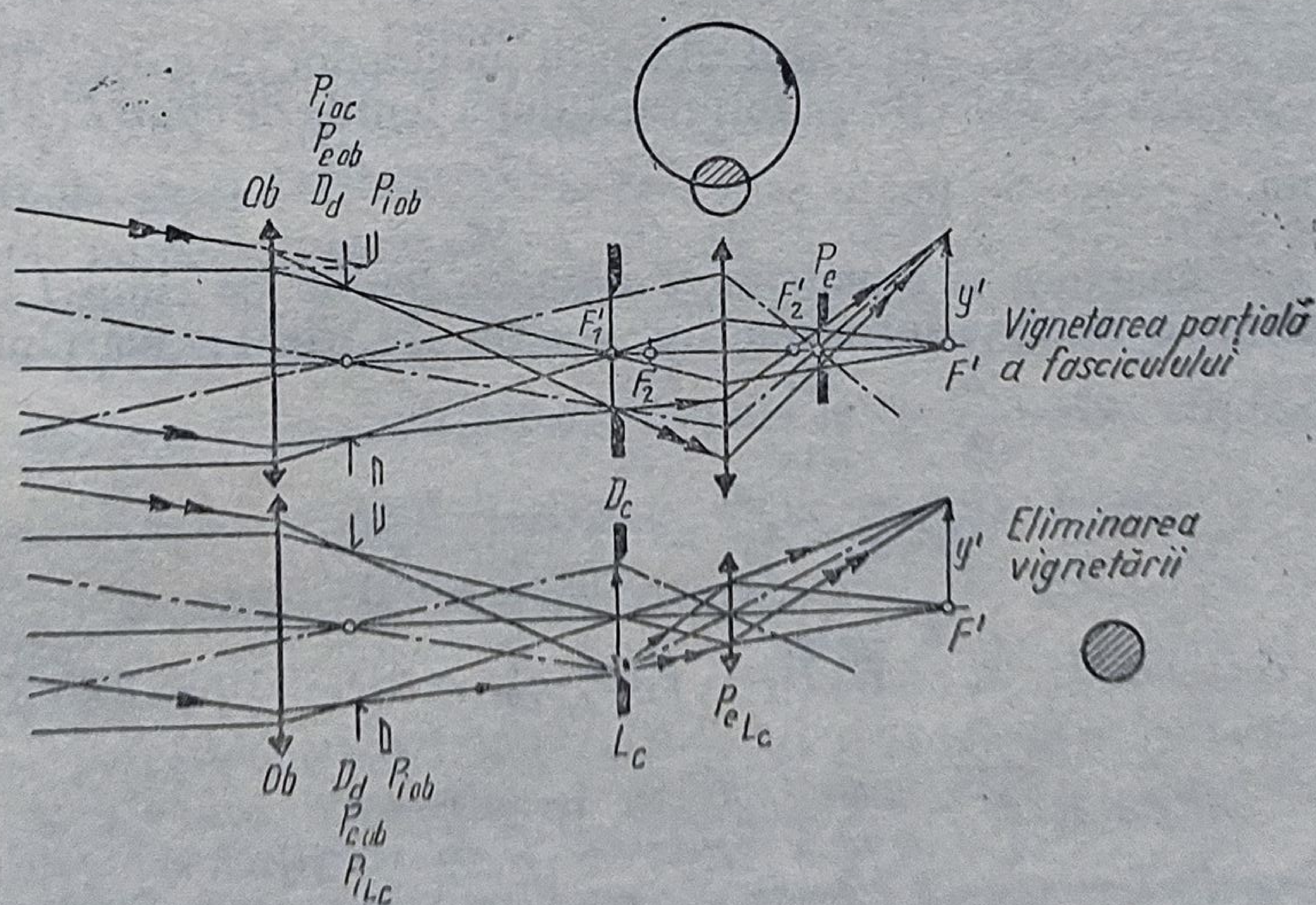



Fig. 6.58. Rolul lunetei de cîmp în reducerea gabaritului ocularului și evitarea vignetării în cazul ochiului hipermetrop.

a. *Oculare pozitive.* Notînd diametrul pupilei de intrare $P_i = 2R$ și diametrul ocularului $D = 2r = 2H_{0c}N$ (pentru cîmpul de plină lumină), se poate scrie (fig. 6.55):

$$\text{tg}\alpha = \frac{R + r}{f'_{ob} + s_2} = \frac{r - y'}{s_2}; \quad y' = r - \frac{Rs_2 + rs_2}{f'_{ob} + s_2} = \frac{rf'_{ob} - Rs_2}{f'_{ob} + s_2};$$

$$\text{tg}\sigma_p = \frac{y'}{f'_{ob}} = \frac{rf'_{ob} - Rs_2}{f'_{ob}(f'_{ob} + s_2)} = \frac{\frac{r}{s_2} - \frac{R}{f'_{ob}}}{\frac{f'_{ob}}{s_2} + 1}.$$

α. *Ocularul Kleper.* Notînd $s_2 = f_{0c}$; $\varphi'_{0c} = 1/f'_{0c}$; $\Gamma_i = f'_{ob}/f'_{0c}$; $r/f'_{0c} = W = \Omega_{0c}/2$ și $R/f'_{ob} = w = \Omega_{ob}/2$ în care $\Omega$ reprezintă deschiderea relativă, se obține:

$$\text{tg}\sigma_{pk} = \frac{rf'_{ob} - Rf'_{0c}}{f'_{ob}(f'_{ob} + f'_{0c})} = \frac{\frac{r}{f'_{0c}} - \frac{R}{f'_{ob}}}{\frac{f'_{ob}}{f'_{0c}} + 1} = \frac{W - w}{\Gamma_i + 1} \cong \frac{W}{\Gamma_i} = \frac{\Omega_{0c}}{2\Gamma_i}.$$

Practic, $W \approx 1/5$ și $w = 1/10$.

β *Ocularul Ramsden*: 3:2:3 (v. fig. 6.3). $s_2 = f'_1/4$; $\varphi'_{0c} = \frac{4}{3f'_1}$; $\Gamma = \frac{4}{3} \cdot \frac{f'_{ob}}{f'_1}$; $f'_1$ este focala lentilei frontale (de cîmp);

$$\text{tg}\sigma_{pR} = \frac{rf'_{ob} - R\frac{f'_1}{4}}{f'_{ob}\left(f'_{ob} + \frac{f'_1}{4}\right)} = \frac{\frac{r}{f'_1} - \frac{R}{4f'_{ob}}}{\frac{f'_{ob}}{f_1} + \frac{1}{4}} = \frac{W - \frac{w}{4}}{\frac{3}{4}\Gamma_i + \frac{1}{4}} = \frac{4W - w}{3\Gamma_i + 1} \approx \frac{4W}{3\Gamma_i} = \frac{2\Omega_{0c}}{3\Gamma_i}.$$

b. *Oculare negative.* În cazul utilizării ocularelor negative (v. fig. 6.4) imaginea $y'$ dată de obiectiv se formează după lentila de cîmp $L_1$ a ocularului, la distanța $s_2 = s_F$. Se poate scrie: $y' = \frac{rf'_{ob} - Rs_2}{f'_{ob} - s_2}$. Raza diafragmei de cîmp $D_c$ este imaginea $y''$ a imaginii $y'$ dată de lentila de cîmp $L_1$. Mărimea $y'$ se determină ca în cazul ocularului pozitiv. În cazul ocularului Huygens 3:2:1 se obține $y'' = \frac{2}{3}\,y'$ și cîmpul rezultă din

$$\text{tg}\sigma_{pH} = \frac{y'}{f'_{ob}} = \frac{rf'_{ob} - Rs_2}{f'_{ob}(f'_{ob} - s_2)}.$$

La acest ocular, $s_2 = \overrightarrow{F_{0c}H_1} = f_1/2$; $\varphi'_{0c} = 2/f'_1$; $\Gamma_1 = 2f'_{ob}/f'_1$ și deci rezultă:

$$\text{tg}\,\sigma_{pH} = \frac{rf'_{ob} - R\frac{f'_1}{2}}{f'_{ob}\left(f'_{ob} - \frac{f'_1}{2}\right)} = \frac{\frac{r}{f'_1} - \frac{R}{2f'_{ob}}}{\frac{f'_{ob}}{f'_1} - \frac{1}{2}} = \frac{W - \frac{w}{2}}{\frac{\Gamma_i}{2} - \frac{1}{2}} = \frac{2W - w}{\Gamma_i - 1} \approx \frac{2W}{\Gamma_i} = \frac{\Omega_{0c}}{\Gamma_i}.$$

Așadar, pentru aceeași putere, cel mai avantajos este ocularul Huygens, deoarece are cîmpul unghiular cel mai mare și poate fi corectat bine de aberațiile cromatice, sferice și de curbură de cîmp.

Cîmpul obiect liniar este $2y = 2s \operatorname{tg} \sigma_p$. Pentru unghiuri mici, $\operatorname{tg} \sigma_p \approx \sigma_p$ și se poate scrie: $2y = 2s\, \sigma_p/57,3$.

Cunoscînd cîmpul unghiular obiect, se determină cîmpul unghiular imagine $2\sigma_p'$ cu relația $\operatorname{tg} \sigma_p' = \Gamma_i \operatorname{tg} \sigma_p$. Unghiul $2\sigma_p'$ stă la baza alegerii ocularelor pentru lunete.

Dacă diametrul ocularului rezultă prea mare, se introduce o lentilă de cîmp (plan-convexă) în planul imaginii reale. Aceasta produce o convergență suplimentară a razelor și se micșorează abscisa pupilei de ieșire.

Cînd se dorește o anumită poziție a pupilei de ieșire, se introduce o diafragmă de deschidere, în amonte sau în aval de obiectiv (v. fig. 6.58). Mărimea ei nu trebuie să diafragmeze raza pupilară principală și nici razele paralele cu axa optică la înălțimea $H = P_i/2$. În cazul în care se dorește o abscisă $p'$ mare, se folosesc lentile divergente acestea măresc însă diametrul ocularului.

Micșorarea diametrului se realizează și prin diafragmarea fasciculului. În acest caz, fasciculele înclinate au diametrul $D < P_i$ și deci apare o obscurizare $0 = P_i - D$. Raportul $D/P_i = V$ se numește vignetare.

c. *Caracteristicile lunetei Kepler*: grosismentul: $\Gamma = \operatorname{tg} \sigma_p'/\operatorname{tg} \sigma_p = f_{ob}'/f_{oc}' = P_i/P_e = \gamma$; — mărimea axială: $\alpha = \beta'^2$; — deschiderea relativă a obiectivului $\Omega = P_i/f_{ob}' = 1/15 \ldots 1/10$; — randamentul luminos: $L = \Gamma P_i$; — puterea separatoare (rezoluția) $R = 1/\varepsilon$; $\varepsilon = 14''/P_i$, ($P_i$ în cm); — grosismentul util $\sin \varepsilon_d = \operatorname{tg} \varepsilon_d = \varepsilon_d = \dfrac{P_i}{2f_{ob}'} = \dfrac{1,22\,\lambda}{P_i} = \dfrac{140''}{P_i}$; $\varepsilon_0 = 60''$; $\varepsilon_d \Gamma \leqq \varepsilon_0$; $\Gamma = 60\, P_i/140 = P_i/2,3$ sau $\Gamma_u \geqq 5P_i$ ($P_i$ în cm); — diametrul maxim al pupilei de intrare: $P_i \approx f_{ob}'/20$; — diametrul pupilei de ieșire: $P_e = 1 \ldots 30$ mm; — abscisa pupilei de ieșire: $p' = 10 \ldots 12$ mm pentru aparate cu viziere rigide; $p' = 20 \ldots 22$ pentru observatori cu ochelari ori cu mască; $p' = 75 \ldots 100$ mm, pentru aparate cu viziere elastice (tunuri etc.); luminozitatea: $L = \tau P_e^2 = \tau(P_i/\Gamma)^2$.

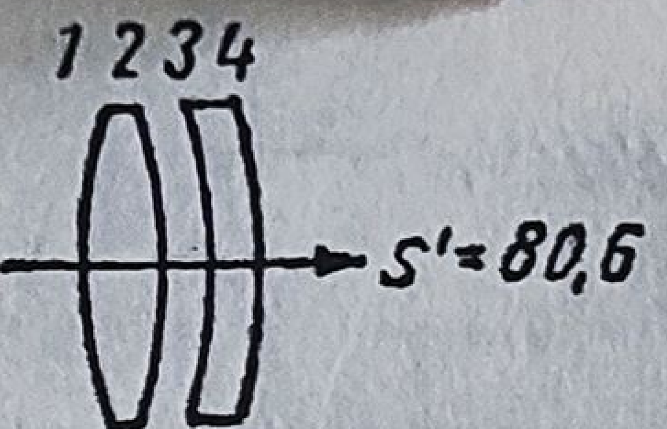
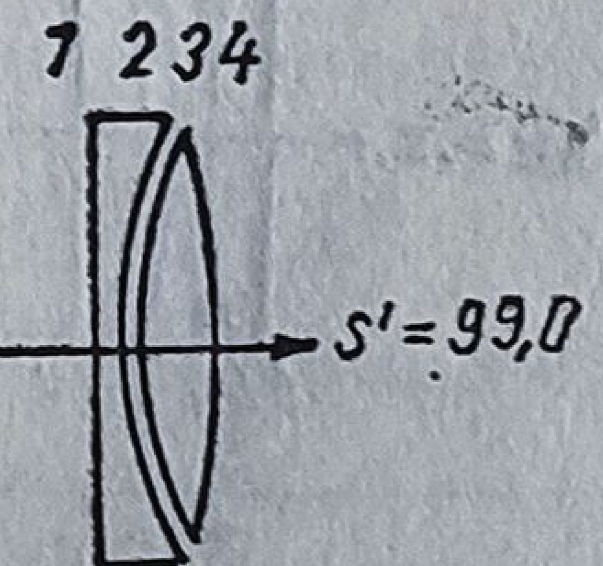
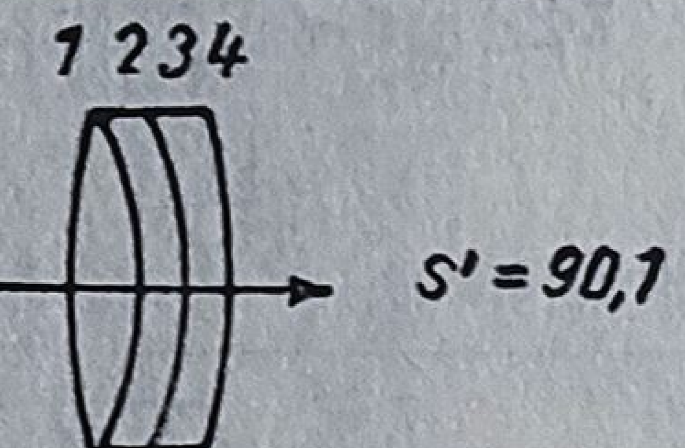
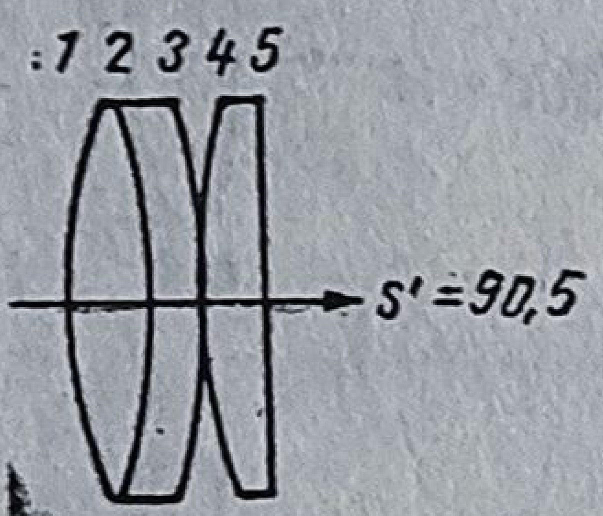
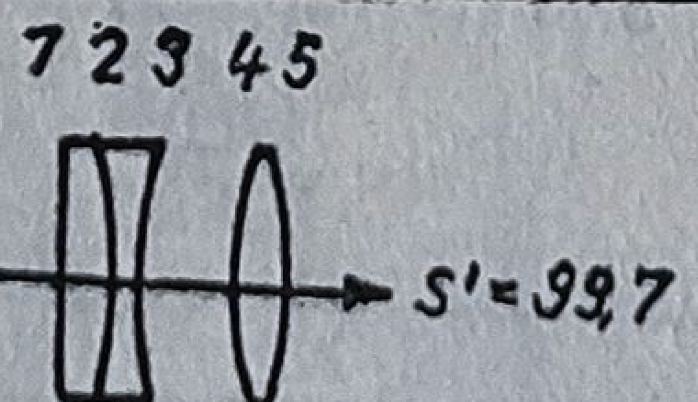
Exemplu numeric (în cm): $P_i = 101$; $f_{ob}' = 18,9$; $\Gamma_u = 5 \cdot 101\text{X} = 505$ X. Pentru a se obține un grosisment $\Gamma > \Gamma_u$ se folosește un ocular cu puterea utilă $\varphi_{u\,oc}' = \Gamma_u/f_{ob}' = 505/18,9 = 26,7$ rad. Distanța unghiulară dintre două puncte ce mai pot fi rezolvate $\varepsilon = \dfrac{12''}{101} = \dfrac{12}{101} \cdot \dfrac{1}{2 \cdot 10^5}$ rad. Cu această lunetă astronomică se disting pe lună două puncte situate la distanța $\dfrac{12''}{101} \cdot \dfrac{1}{200\,000} \cdot 60 \cdot 6366 = 0,227$ km. Deoarece $\Gamma \cdot \dfrac{12''}{P_{i\,ob}} \leqq \Gamma_u \cdot \dfrac{12''}{P_{i\,ob}} = 1'$, rezultă $\varepsilon = 1'/\Gamma$.

Puterea separatoare sau rezoluția $R = 1/\varepsilon$ și se măsoară cu mire speciale. Deoarece $f_{oc}' \geqq 6$ mm, grosismentul maxim este $f_{ob}'/0,6$. Din $P_e = P_i/\Gamma$ rezultă $P_e < P_i/5\, P_i$, adică $P_e < 1/5$ cm $= 2$ mm.

6.9.2.4. *Obiectivul lunetei*. Obiectivele trebuie să fie acromatice și stigmatice pentru $s = -\infty$ dar, funcție de destinație, pot fi corectate și de alte aberații. Cîteva exemple de obiective sînt redate în tabelul 6.4.

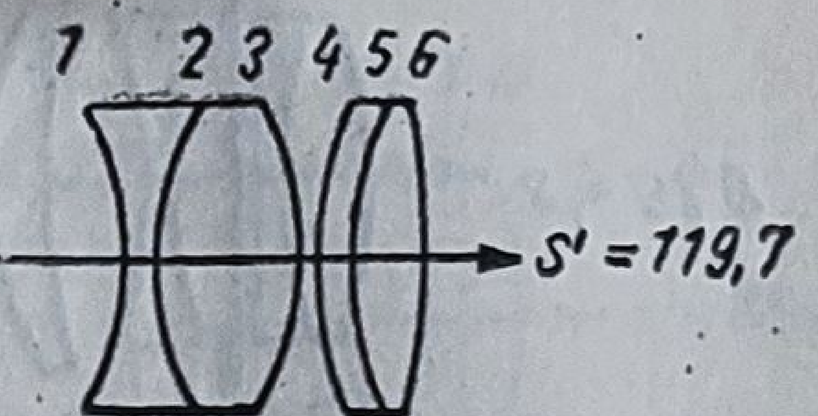
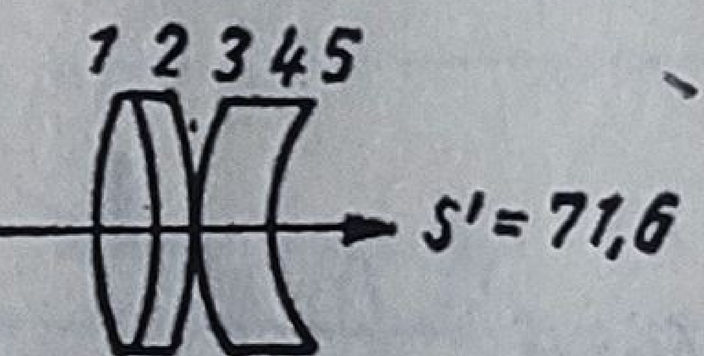
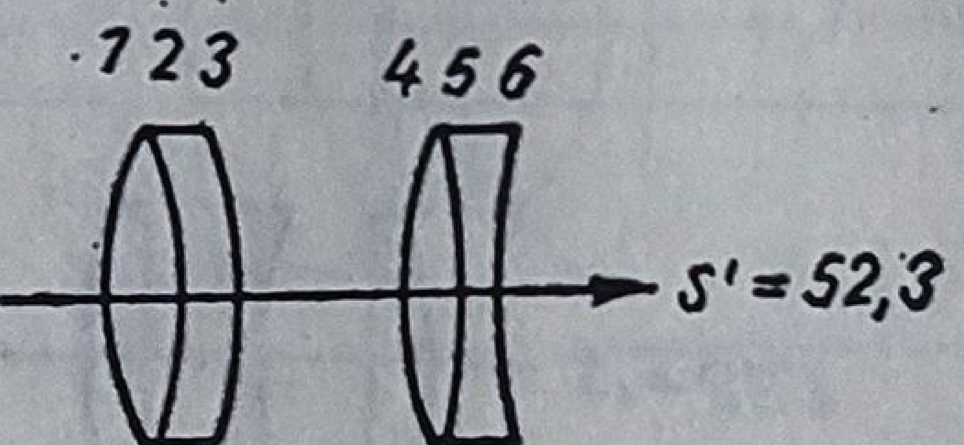
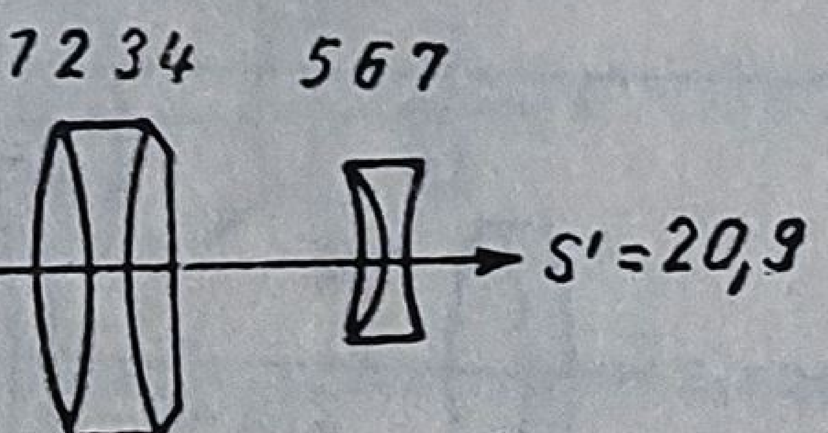
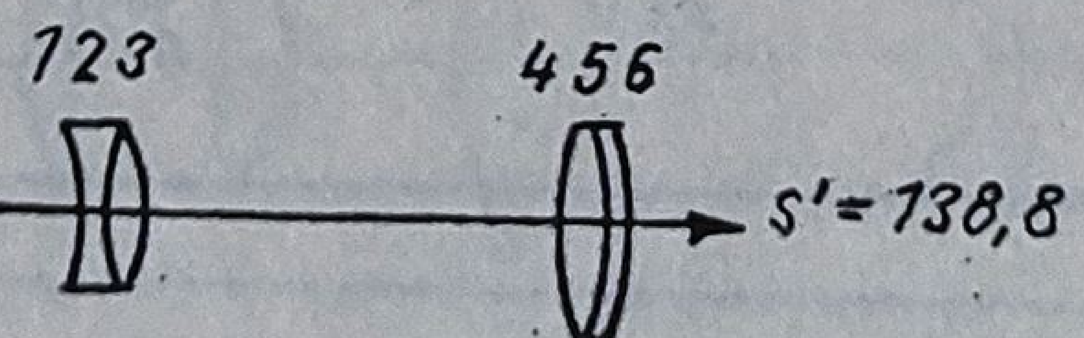
*Tabelul 6.4.* **Obiective pentru lunete**

| Nr. crt. | Denumirea și deschiderea relativă, $P_i/f'$ | Figura, nr. suprafețelor optice și abscisa imagine, $s'_{F'}$ | Date constructive | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | $r$ | $d$ | $n_d$ | $\nu_d$ | $\vartheta_d$ |
| 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| 1 | Acromat obișnuit „Sticlă cron anterior"<br>$P_i/f' < 1/3,5$ | 1 2 3<br>$s' = 94,3$ | + 60,025<br>− 40,65<br>− 115,67 | 8,5<br>4,0<br>— | 1,4875<br>1,6254<br>— | 70,04<br>35,57<br>— | 1,527<br>1,586<br>— |
| 2 | Acromat obișnuit „Sticlă flint anterior"<br>$P_i/f' < 1/3,5$ | 1 2 3<br>$s' = 91,2$ | + 49,0<br>+ 25,47<br>+ 806,29 | 4,1<br>8,2<br>— | 1,7283<br>1,6177<br>— | 28,34<br>49,78<br>— | 1,605<br>1,560<br>— |
| 3a | Obiectiv dublet nelipit de tip Fraunhofer<br>$P_i/f' < 1/3$ | 1 2 3 4<br>a<br>$s' = 34,3$ | + 61,1<br>− 54,5<br>− 53,0<br>− 123,2 | 8,0<br>0,08<br>4,0<br>— | 1,5168<br>—<br>1,7283<br>— | 64,20<br>—<br>28,34<br>— | 1,536<br>—<br>1,605<br>— |
| 3b | Obiectiv Fraunhofer clasic pentru astronomie (Obiectiv — E Carl Zeiss)<br>$P_i/f' < 1/11$ | 1 2 3 4<br>b<br>$s' = 98,8$ | + 66,7<br>− 32,4<br>− 32,7<br>− 120,7 | 1,04<br>0,11<br>0,83<br>— | 1,5168<br>—<br>1,6129<br>— | 64,20<br>—<br>36,95<br>— | 1,536<br>—<br>1,582<br>— |

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 4 | Obiectiv dublet nelipit<br>$P_i/f' < 1/3$ | <br> | + 41,7<br>− 64,23<br>− 46,02<br>− 192,91 | 7,0<br>6,0<br>4,0<br>— | 1,5168<br>—<br>1,7283<br>— | 64,20<br>—<br>28,34<br>— | 1,536<br>—<br>1,605<br>— |
| 5 | Obiectiv — AS semiapocromat<br>$P_i/f' < 1/11$ | <br> | + 55,6<br>+ 10,42<br>+ 10,43<br>− 310,0 | 0,67<br>0,06<br>1,09<br>— | 1,5294<br>—<br>1,5168<br>— | 51,80<br>—<br>64,2<br>— | 1,551<br>—<br>1,536<br>— |
| 6 | Obiectiv triplet lipit, cu corecție cromatică obișnuită<br>$P_i/f' < 1/2{,}8$ | <br> | + 60,5<br>− 32,1<br>− 38,6<br>− 112,5 | 9,3<br>4,6<br>4,2<br>— | 1,5241<br>1,4645<br>1,7283<br>— | 53,05<br>65,79<br>28,34<br>— | 1,548<br>1,536<br>1,604<br>— |
| 7 | Obiectiv triplet cu o lentilă nelipită, cu corecție obișnuită<br>$P_i/f' < 1/2$ | <br> | + 134,0<br>− 76,2<br>− 444,7<br>+ 67,0<br>+ 517,0 | 10,0<br>5,00<br>0,2<br>8,5<br>— | 1,5523<br>1,7283<br>—<br>1,5168<br>— | 63,49<br>28,34<br>—<br>64,20<br>— | 1,536<br>1,605<br>—<br>1,536<br>— |
| 8 | Obiectiv trirplet cu element de corecție afocal<br>$P_i/f' < 1/6$ | <br> | − ∞<br>− 32,6<br>− 254<br>+ 99<br>− 134 | 3,3<br>1,0<br>9,5<br>2,6<br>— | 15,20<br>1,6236<br>—<br>1,6074<br>— | 60,22<br>36,75<br>—<br>36,66<br>— | 1,544<br>1,583<br>—<br>1,549<br>— |

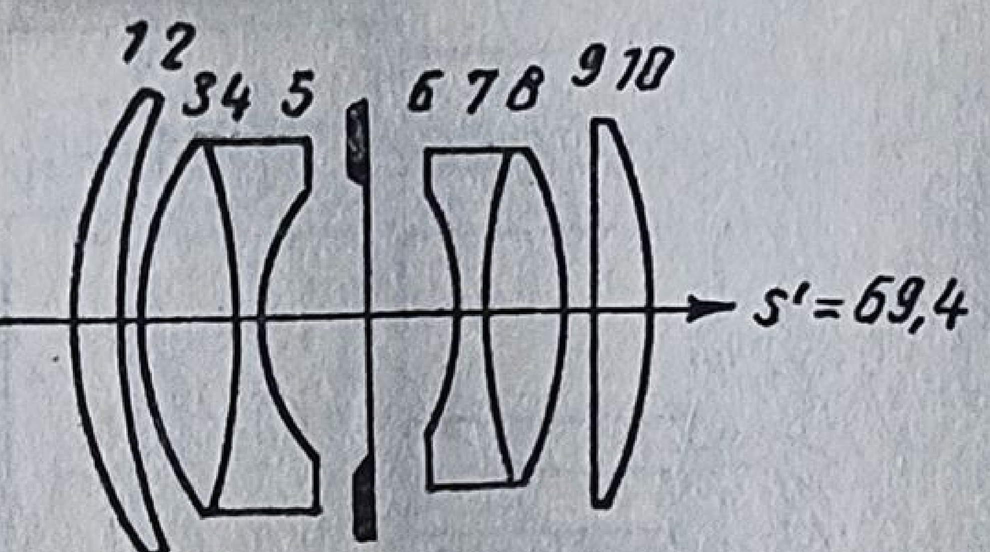
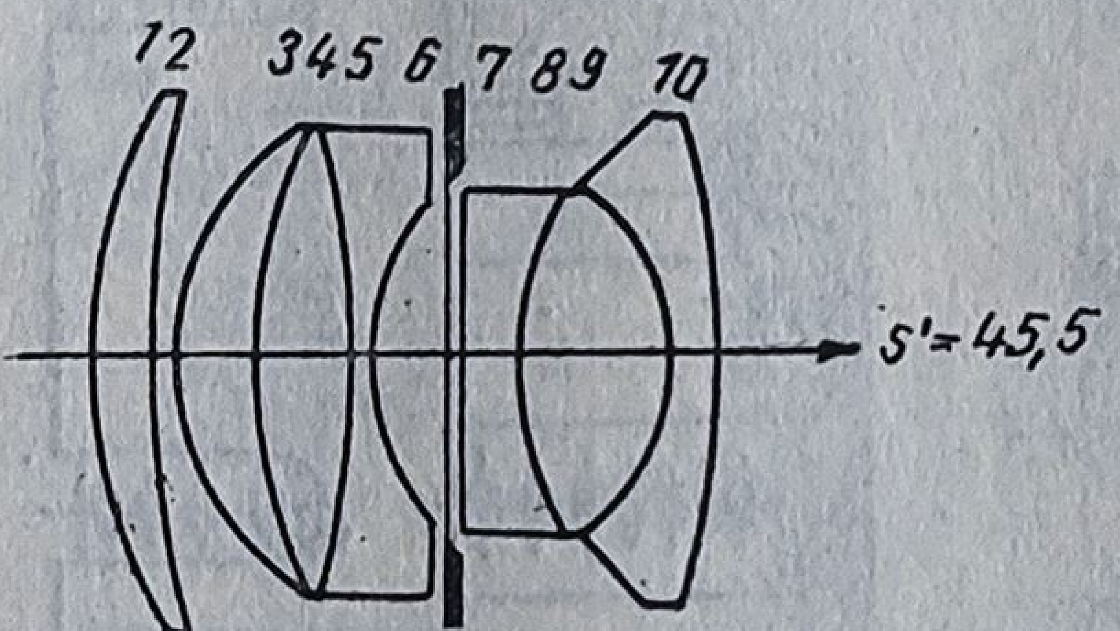
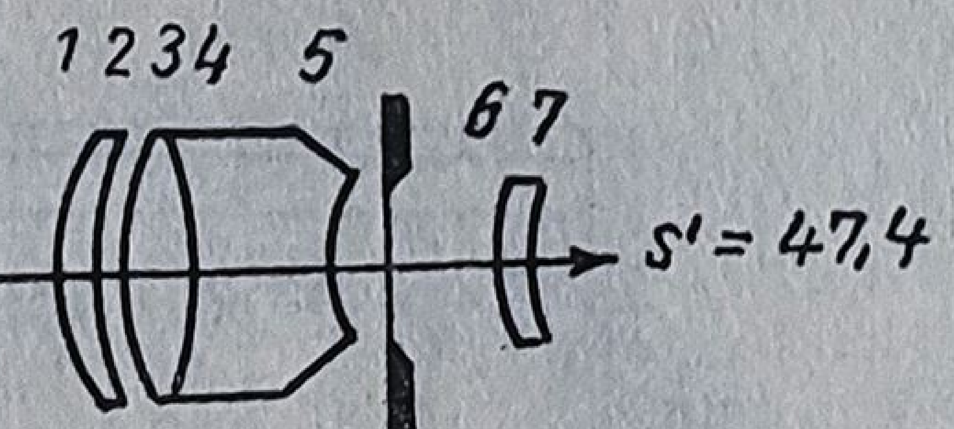
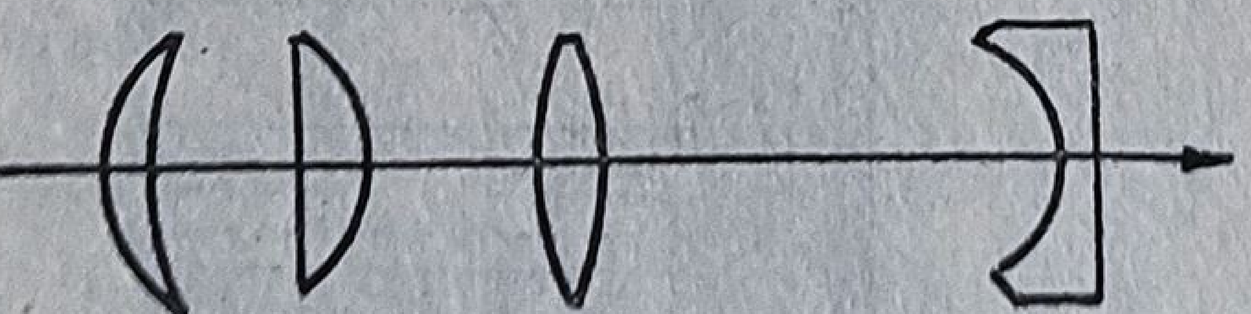
*Tabelul 6.4* (continuare)

| 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 9 | Obiectiv — *B* (A. König) apro-cromat<br>$P_i/f' < 1/15$ | 1 2 3 4 5 6<br>s' = 98,5 | + 36,2<br>− 9,40<br>− 9,12<br>+ 7,75<br>+ 8,04<br>+ 70,8 | 0,94<br>0,007<br>0,445<br>0,364<br>0,94<br>— | 1,5796<br>—<br>1,5294<br>—<br>1,5111<br>— | 53,86<br>—<br>51,80<br>—<br>60,49<br>— | 1,552<br>—<br>1,551<br>—<br>1,542<br>— |
| 10 | Apocromat din flint greu (Zeiss tip 1)<br>$P_i/f' < 1/3$ | 1 2 3 4<br>s' = 100,0 | + 156,19<br>− 27,37<br>+ 24,52<br>− 62,77 | 7,5<br>2,8<br>10,3<br>— | 1,552<br>1,7552<br>1,7847<br>— | 63,49<br>27,53<br>25,71<br>— | 1,539<br>1,604<br>1,615<br>— |
| 11 | Apocromat din flint greu (Zeiss tip 2)<br>$P_i/f' < 1/3$ | 1 2 3 4 5<br>s' = 77,2 | + 37,7<br>− 56,5<br>− 39,8<br>+ 38,1<br>− 173,0 | 7,1<br>6,6<br>2,3<br>5,2<br>— | 1,4875<br>—<br>1,7552<br>1,7847<br>— | 70,04<br>—<br>27,53<br>25,71<br>— | 1,527<br>—<br>1,604<br>1,615<br>— |
| 12 | Apocromat din flint greu<br>Obiectiv — *F*<br>(Zeiss pentru astronomie corectat ca 11)<br>$P_i/f' < 1/11$ | 1 2 3 4 5 6<br>s' = 100,1 | + 98,8<br>− 31,0<br>− 31,0<br>+ 24,7<br>+ 24,9<br>− 80,4 | 1,33<br>0,013<br>0,85<br>0,21<br>1,33<br>— | 1,5523<br>—<br>1,7552<br>—<br>1,7847<br>— | 63,5<br>—<br>27,5<br>—<br>25,7<br>— | 1,536<br>—<br>1,604<br>—<br>1,615<br>— |
| 13 | Hemiplanar tip 1 de A. König cu menisc simplu<br>$P_i/f' < 1/4$ | 1 2 3 4 5<br>s' = 111,1 | − 22,0<br>− 26,3<br>+ 117,0<br>+ 38,3<br>− 57,9 | 7,0<br>0,6<br>1,9<br>5,5<br>— | 1,6129<br>—<br>1,6483<br>1,5046<br>— | 36,95<br>—<br>33,77<br>64,70<br>— | 1,582<br>—<br>1,590<br>1,532<br>— |

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 14 | Hemiplanar tip *1* de A. König, cu menisc lipit $P_i/f' < 1/2,8$ |  | − 24,1 | 3,0 | 1,5744 | 56,43 | 1,548 |
| | | | + 42,2 | 15,1 | 1,6073 | 49,25 | 1,562 |
| | | | − 42,7 | 0,2 | — | — | — |
| | | | +127,8 | 3,0 | 1,7283 | 28,34 | 1,605 |
| | | | + 34,76 | 7,5 | 1,6148 | 51,11 | 1,558 |
| | | | − 85,10 | — | — | — | — |
| 15 | Hemiplanar tip 2 de A. König $P_i/f' < 1/5$ |  | + 26,5 | 5,5 | 1,5145 | 54,62 | 1,550 |
| | | | − 49,1 | 3,0 | 1,7283 | 28,34 | 1,595 |
| | | | − 2000 | 0,2 | — | — | — |
| | | | + 22,9 | 7,8 | 1,5101 | 63,37 | 1,604 |
| | | | + 14,616 | — | — | — | — |
| 16 | Teleobiectiv $P_i/f' < 1/5,6$ |  | + 32,15 | 4,8 | 1,5725 | 57,46 | 1,547 |
| | | | − 19,4 | 1,4 | 1,6477 | 33,88 | 1,589 |
| | | | − 96,5 | 17,7 | — | — | — |
| | | | + 69,5 | 1,8 | 1,6129 | 36,95 | 1,582 |
| | | | − 34,2 | 0,8 | 1,5182 | 58,96 | 1,545 |
| | | | +16,21 | — | — | — | — |
| 17 | Teleobiectiv apocromat (Carl Zeiss) pentru instrumente geodezice $P_i/f' < 1/5,7$ |  | + 26,54 | 5,4 | 1,7618 | 26,52 | 1,611 |
| | | | − 16,04 | 1,3 | 1,7552 | 27,53 | 1,604 |
| | | | + 13,50 | 3,7 | 1,5523 | 65,49 | 1,536 |
| | | | −172,38 | 34,3 | — | — | — |
| | | | − 19,06 | 1,5 | 1,6205 | 37,97 | 1,580 |
| | | | − 4,65 | 0,5 | 1,5601 | 47,03 | 1,563 |
| | | | + 30,22 | — | — | — | — |
| 18 | Teleobiectiv inversat $P_i/f' < 1/6$ |  | − 47,7 | 1,2 | 1,5725 | 57,48 | 1,547 |
| | | | + 68,0 | 2,4 | 1,6057 | 37,9 | 1,580 |
| | | | −135,5 | 43,8 | — | — | — |
| | | | +152,0 | 4,4 | 1,5725 | 57,48 | 1,547 |
| | | | − 22,57 | 1,6 | 1,6477 | 33,88 | 1,589 |
| | | | − 53,114 | | | | |

*Tabelnl 6.4 (continuare)*

| 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 19 | Aplanat pentru lunete<br>$P_i/f' < 1/2$<br>$\sigma_p = 20°$ | 1 2 3   4 5 6<br>d = 78,2<br>s' = 34,7 | + 93,2<br>− 78,1<br>−902,1<br>+ 69,0<br>− 42,6<br>−393 | 12,6<br>4,0<br>78,2<br>11,6<br>3,0<br>— | 1,6080<br>1,7283<br>—<br>1,5891<br>1,6477<br>— | 46,20<br>28,34<br>—<br>61,24<br>33,88<br>— | 1,565<br>1,605<br>—<br>1,541<br>1,589<br>— |
| 20 | Triplet<br>$P_i/f' < 1/3$<br>$\sigma_p < 25°$ | 1 2 3 4 5 6<br>s' = 85,1 | + 40,1<br>−537<br>− 47,0<br>+ 40,0<br>+234,5<br>− 37,9 | 6,0<br>10,0<br>1,0<br>10,8<br>6,0<br>— | 1,613<br>—<br>1,621<br>—<br>1,613<br>— | 58,5<br>—<br>36,2<br>—<br>58,5<br>— | —<br>—<br>—<br>—<br>—<br>— |
| 21 | Astroobiectiv de tip SONNEFELD<br>$P_i/f' < 1/5,6$<br>$\sigma_p < 5°$ | 1 2 3 4   5 6   7 8<br>s' = 79,5 | + 44,2<br>+181,8<br>+ 44,2<br>+181,8<br>− 54,0<br>+ 18,8<br>+109,0<br>− 25,7 | 1,61<br>1,22<br>1,61<br>19,5<br>0,35<br>18,0<br>2,17<br>— | 1,5168<br>—<br>1,5163<br>—<br>1,6210<br>—<br>1,5165<br>— | 64,0<br>—<br>63,9<br>—<br>36,2<br>—<br>64,0<br>— | 1,536<br>—<br>1,539<br>—<br>1,584<br>—<br>1,536<br>— |
| 22 | Obiectiv Tessar<br>$P_i/f' = 1/2,8$<br>$\sigma_p < 26°$ | 1 2 3 4 5 6 7<br>s' = 81,8 | + 37,9<br>+600,8<br>− 80,1<br>+ 33,3<br>+4400<br>+ 38,5<br>− 55,1 | 9,9<br>6,0<br>2,1<br>7,9<br>1,8<br>9,6<br>— | 1,6910<br>—<br>1,6254<br>—<br>1,5814<br>1,7170<br>— | 54,8<br>—<br>35,6<br>—<br>40,8<br>47,6<br>— | 1,548<br>—<br>1,586<br>—<br>1,573<br>1,556<br>— |

| | | | r | d | n | ν | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 23 | Obiectiv planar $P_i/f' = 1/2$; $\sigma_p < 26°$ |  | + 63,2 | 6,5 | 1,6910 | 54,8 | 1,544 |
| | | | +152,1 | 0,19 | — | — | — |
| | | | + 36,6 | 13,1 | 1,6223 | 53,1 | 1,553 |
| | | | −307,9 | 1,7 | 1,5750 | 41,3 | 1,574 |
| | | | + 23,8 | 26,8 | — | — | — |
| | | | − 27,0 | 1,9 | 1,6990 | 30,1 | 1,600 |
| | | | +122,5 | 11,5 | 1,6676 | 41,9 | 1,574 |
| | | | − 36,6 | 0,19 | — | — | — |
| | | | ∞ | 7,6 | 1,7170 | 47,9 | 1,556 |
| | | | − 60,1 | — | — | — | — |
| 24 | Sonnar $P_i/f' = 1/1,4$ $\sigma_p < 20°$ |  | + 81,85 | 8,5 | 1,7439 | 44,8 | — |
| | | | +392,7 | 0,23 | — | — | — |
| | | | + 38,05 | 10,7 | 1,7205 | 50,3 | — |
| | | | + 70,27 | 9,0 | 1,4874 | 70,0 | — |
| | | | −948,3 | 1,84 | 1,7201 | 29,0 | — |
| | | | + 25,42 | 13,7 | — | — | — |
| | | | +1223 | 6,7 | 1,5230 | 51,0 | — |
| | | | + 76,63 | 21,7 | 1,7205 | 50,3 | — |
| | | | − 23,66 | 3,0 | 1,6582 | 57,3 | — |
| | | | −119,5 | — | — | — | — |
| 25 | Sonnar $P_i/f' = 1/4$ $\sigma_p < 10°$ |  | + 47,41 | 3,7 | 1,5687 | 63,1 | 1,530 |
| | | | +224,3 | 0,37 | — | — | — |
| | | | + 27,44 | 7,9 | 1,4875 | 70,0 | 1,527 |
| | | | −158,8 | 14,4 | 1,6034 | 38,0 | 1,580 |
| | | | + 17,82 | 15,3 | — | — | — |
| | | | + 45,40 | 3,0 | 1,7283 | 28,3 | 1,605 |
| | | | + 84,30 | — | — | — | — |
| 26 | Cromat simetric H. Köhler și G. Prade $P_i/f' = 1/5,7$ $\sigma_p < 6,75°$ |  | + 38,9 | 3,2 | 1,5168 | 64,20 | 1,536 |
| | | | + 62,1 | 18,4 | — | — | — |
| | | | ∞ | 0,3 | 1,5168 | 64,20 | 1,536 |
| | | | def. | 25,4 | — | — | — |
| | | | +254,2 | 3,1 | 1,5168 | 64,20 | 1,536 |
| | | | −110,9 | 67,8 | — | — | — |
| | | | − 43,5 | 2,2 | 1,5168 | 64,20 | 1,536 |
| | | | ∞ | — | — | — | — |

Montura obiectivului lunetei trebuie prevăzută cu elemente de ajustare axială (fig. 6.59, *a* ... *e*) și transversală (fig. 6.59, *f, g, h*). Montura din fig. 6.59, *e* permite variația distanței dintre lentile ori grupuri de lentile în scopul variației distanței focale și deci se recomandă pentru aparatele cu două obiective (telemetre).

6.9.2.5. *Reticulul lunetei*. Lunetele Kepler de măsurare sînt prevăzute cu reticule (v. §4.5) montate în planul imaginii reale. Diametrul reticulului este egal cu diametrul diafragmei de cîmp $D_c$. Grosimea $g$ a reperului, mărită de ocular de $\Gamma_{0c}$ ori, trebuie să poată fi percepută de ochi. Deci: $g250/f_0' > 3 \cdot 10^{-4} \cdot 250 = 0{,}075$ mm. Grosimea $g < f_{0b}' \cdot \mathrm{tg}\, 30'' = f_{0b}' \cdot 14 \cdot 10^{-5}$, unde $30''$ reprezintă acoperirea unghiulară a reperului.

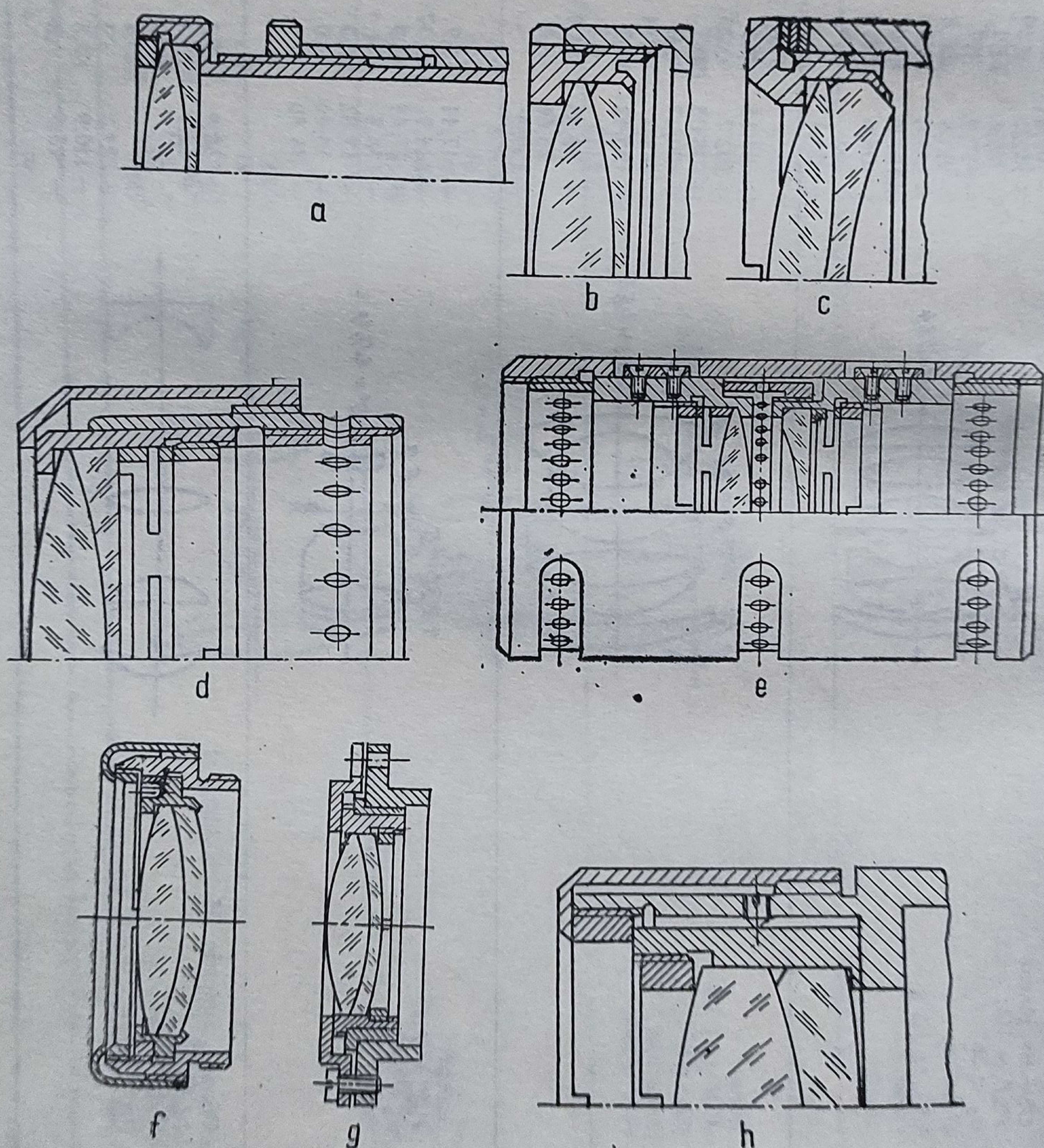



Fig. 6.59. Monturi pentru obiective de aparate afocale:
*a, b, c, d, e* pentru poziționarea axială; *f, g, h* — pentru poziționarea radială.

Unele reticule au scara uniformă, cu valoarea diviziunii egale cu o miime (unghiul la centru corespunzător unui arc cu lungimea de 1 m de pe circumferința unui cerc cu raza $r = 1\,000$ m). Miimea poate fi adevărată atunci cînd $L = 2\pi r = 6280$ m, instrumentală $m_i = 2\pi/6400$ rad și Rimaihlo $1\ m_R = 2\pi/6000$ rad.

Cunoscînd valoarea unghiulară $\alpha$ a unei diviziuni, se calculează mărimea diviziunii $\Delta = f'_{ob}\ \mathrm{tg}\ \alpha$.

Dacă se consideră un obiect cu înălțimea $H = const$, se poate determina distanța $D$ pînă la aceasta, observînd în reticul reperul care corespunde acestei înălțimi. Impunînd distanța $D$, se calculează diviziunea $\Delta$ corespunzătoare: $\Delta = f'_{ob} \cdot H/D$. ($f'_{ob} = const$).

6.9.2.6. *Ocularul lunetei Kepler.* Imaginea $y'$ a obiectului $y$ trebuie să se formeze în planul focal imagine al obiectivului, suprapusă cu reticulul fix. Din acest motiv observatorul trebuie să deplaseze ocularul pînă cînd imaginea finală $y''$ se formează în „punctum remotum" care, funcție de ametropie, poate avea abscise pozitive sau negative. Prin urmare, este avantajos ca ocularul să fie pozitiv, eventual prevăzut cu dispozitiv de dioptrii (v. § 6.3.3). Dacă, în considerentele menționate mai sus, se folosesc oculare Huygens, reticulul se montează fix în fața lentilei de ochi, lentilă care trebuie să fie deplasabilă.

Metodologia pentru calculul de gabarit al ocularelor se găsește în [21]. În tabelul 6.5 sînt elementele optice ale unor oculare pentru lunete, iar în § 6.3.3 se găsesc elementele constructive mecanice pentru diferite oculare.

Pentru calculul aberațiilor ocularului se pornește de la pupila de ieșire, care se consideră pupilă de intrare, și se efectuează calculul în amonte pentru a găsi aberațiile în planul focal obiect al ocularului.

În mod corespunzător, unghiul $\sigma'_p$ devine unghi de deschidere al razelor extraaxiale. Cu alte cuvinte, se rotește ocularul cu 180° și se consideră obiectul situat la infinit. Fasciculele oblice fac unghiul $\sigma'_p$ u axa optică.

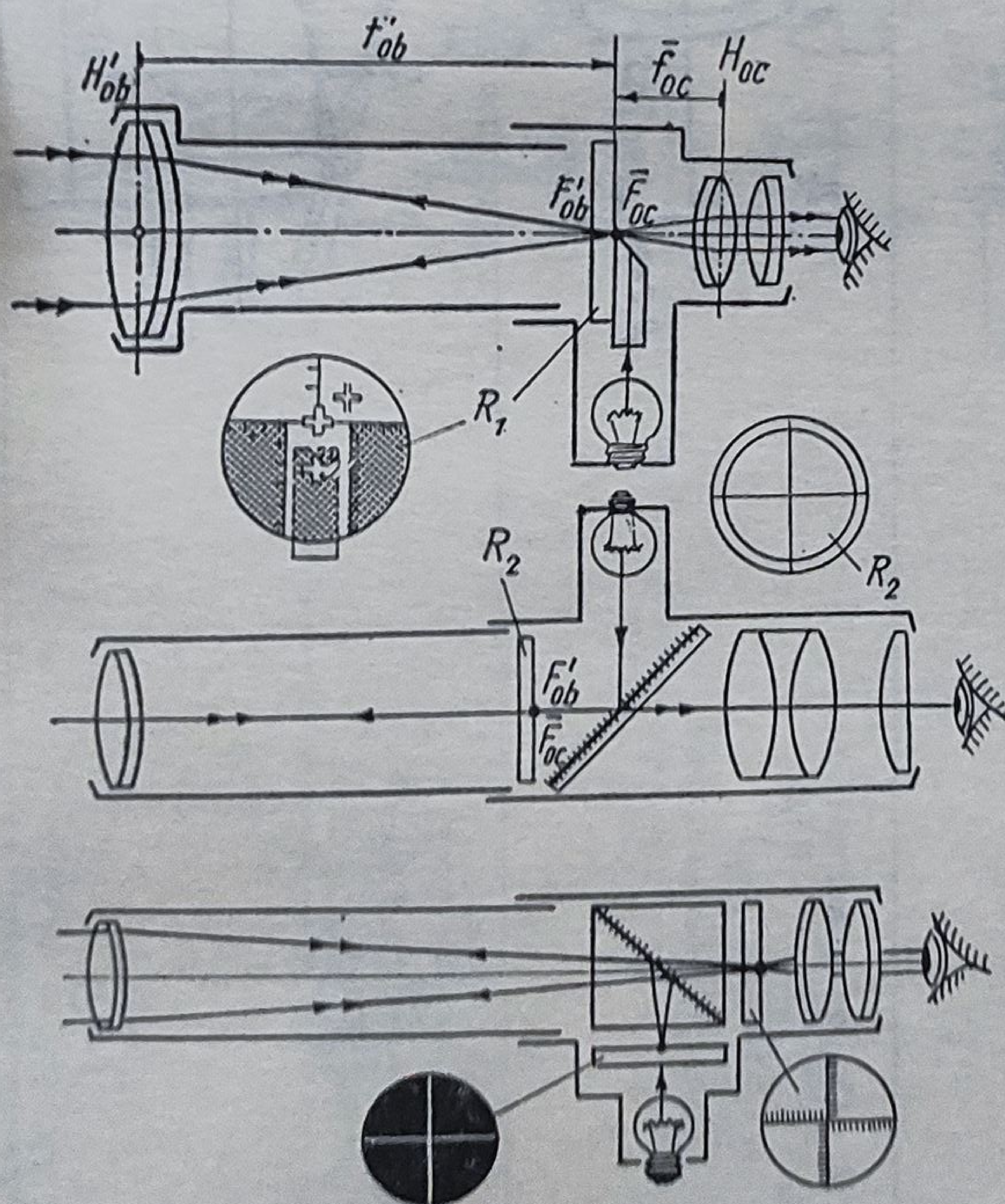


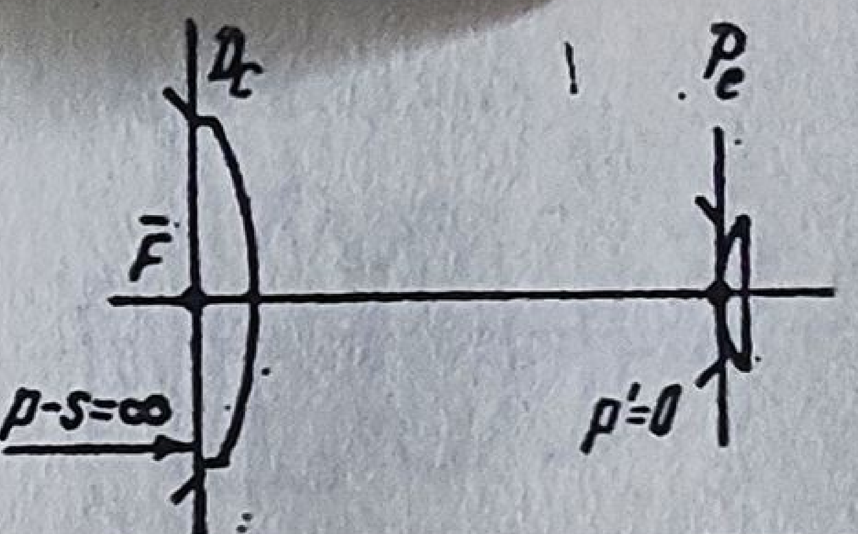
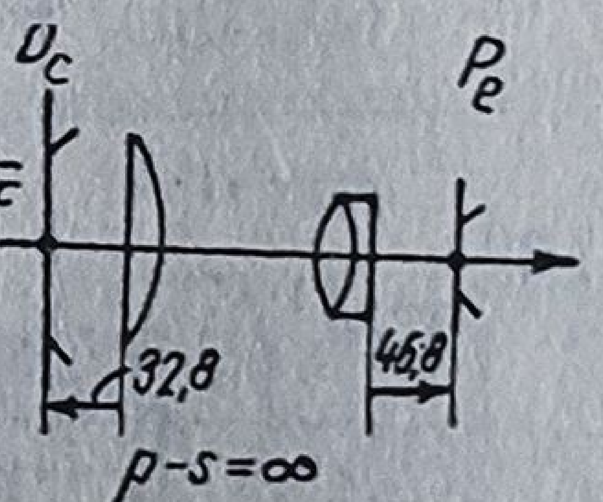
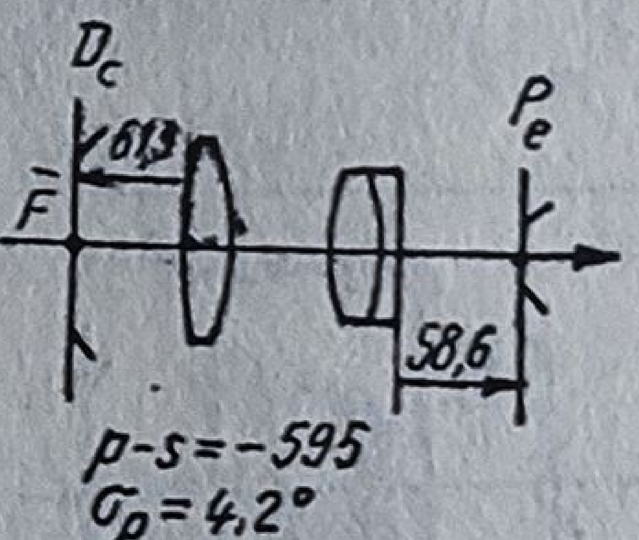
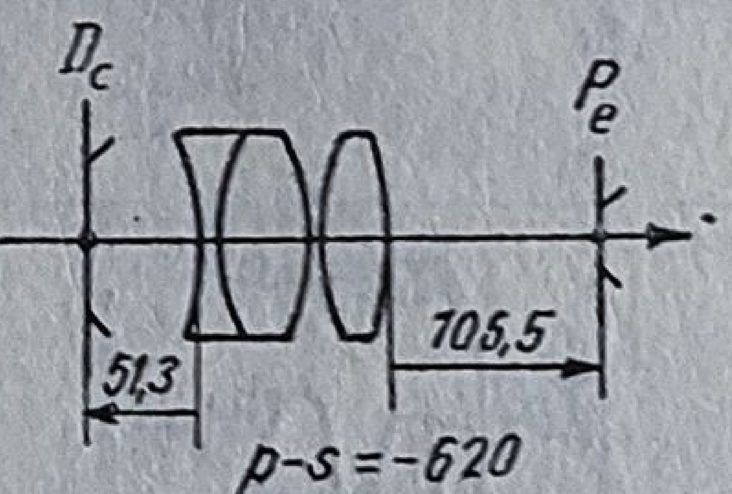
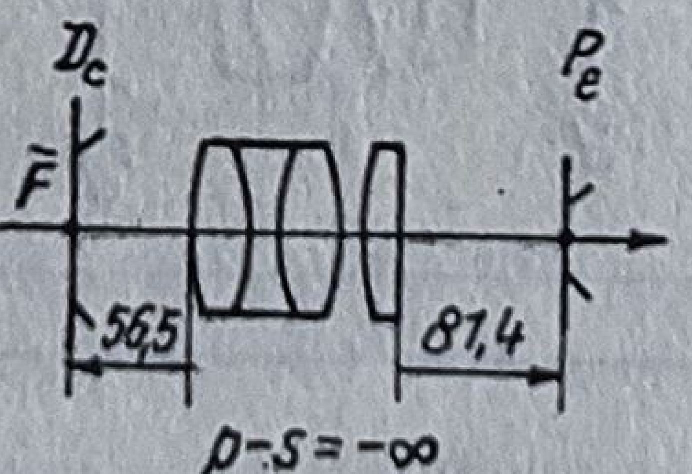
Fig. 6.60. Lunete autocolimatoare.

### 6.9.3. Lunete autocolimatoare

6.9.3.1. *Schema de principiu.* Prin suprapunerea unei lunete Kepler reglată pentru ∞ cu un colimator, rezultă o lunetă autocolimatoare (fig. 6.60). Aceasta servește pentru măsurarea unghiurilor mici, verificarea rectilinității, planeității, paralelismului și perpendicularității.

*Tabelnl 6.5.* **Oculare pentru lunete ($f'_{0c}$ = 100 mm)**

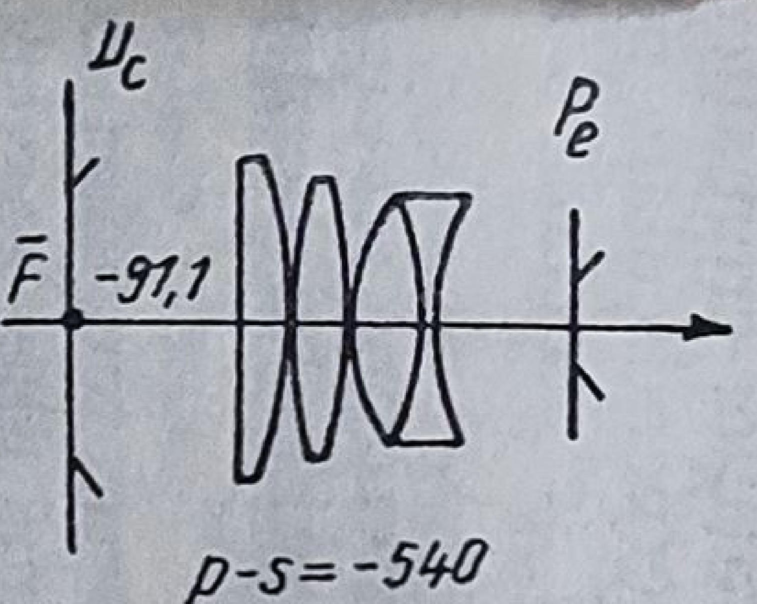
| Denumirea tipului | Schema optică | Caracteristici | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | $r$ | $d$ | $n_d$ | $\nu_d$ |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| Nr. 1. Lentilă plan-convexă<br>$\sigma'_p < 12°$, $\Sigma P = +0,66$<br>$(P)$ | | 1 : ∞<br>2 : − 51,68 | 12,0 | 1,5168 | 64,20 |
| Nr. 2. Ocular monocentric<br>$\sigma'_p < 15°$, $\Sigma P = +0,80$<br>$(P_{npn})$ | | 1 : + 75,6<br>2 : + 39,4<br>3 : − 39,4<br>4 : − 75,6 | 8,73<br>40,0<br>8,73 | 1,6200<br>1,5169<br>1,6200 | 36,3<br>59,6<br>36,3 |
| Nr. 3. Ocular Huygens<br>$\sigma'_p < 15°$, $\Sigma P = +1,238$<br>(1)−(1)<br>$(P)-(P)$ | | 1 : + 91,6<br>2 : ∞<br>3 : + 45,8<br>4 : ∞ | 16,8<br>1,100<br>7,2 | 1,6074<br>—<br>1,6074 | 56,7<br>—<br>56,7 |

| Ocular | Schema | Raze | Grosimi | $n$ | $\nu$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Nr. 4. Ocular Ramsden<br>$\sigma'_p < 25°$, $\Sigma P = +1{,}32$<br>(1)−(1)<br>(P)−(P) |  | 1 : ∞ | 12,0 | 1,5168 | 64,20 |
| | | 2 : − 51,7 | 100,0 | — | — |
| | | 3 : + 51,7 | 12,0 | 1,5168 | 64,20 |
| | | 4 : ∞ | | | |
| Nr. 5. Ocular Kellner<br>$\sigma'_p < 20°$, $\Sigma P = +0{,}89$<br>(1)−(2)<br>(P)−($P_{pn}$) |  | 1 : ∞ | 14,0 | 1,5100 | 63,5 |
| | | 2 : − 100 | 78,0 | — | — |
| | | 3 : +53,8 | 16,0 | 1,5100 | 63,5, |
| | | 4 : −53,8 | 4,0 | 1,6128 | 36,9 |
| | | 5 : ∞ | | | |
| Nr. 6. Ocular Kellner modificat<br>$\sigma'_p < 25°$, $\Sigma P = +0{,}76$<br>(1)−(2)<br>(P)−($P_{pn}$) |  | 1 : + 396 | 21,4 | 1,6204 | 60,29 |
| | | 2 : − 160 | 44,8 | — | — |
| | | 3 : + 85,0 | 33,7 | 1,6031 | 60,68 |
| | | 4 : −77,8 | 5,6 | 1,7283 | 28,34 |
| | | 5 : − 1165 | — | — | — |
| Nr. 7. Ocular König<br>$\sigma'_p < 25°$, $\Phi P = +0{,}56$<br>(2)−(1)<br>($P_{np}$)−(P) |  | 1 : − 225 | 10,2 | 1,7552 | 27,5 |
| | | 2 : + 83,6 | 50,6 | 1,6228 | 56,9 |
| | | 3 : − 102 | 0,7 | | |
| | | 4 : + 110 | 33,3 | 1,6074 | 56,7 |
| | | 5 : − 458 | — | — | — |
| Nr. 8.. Ocular ortoscopic<br>$\sigma'_p < 25°$ $\Sigma P = +0{,}72$<br>(3)−(1)<br>$(P)_{pnp}$−(P) |  | 1 : + 184 | 31,3 | 1,6073 | 49,2 |
| | | 3 : − 77,5 | 6,25 | 1,7618 | 26,5 |
| | | 3 : + 77,5 | 34,3 | 1,6073 | 59,5 |
| | | 4 : − 156 | 0,6 | — | — |
| | | 5 : + 101 | 21,9 | 1,7283 | 28,3 |
| | | 6 : ∞ | | | |

*Tabelul 6.5* (continuare)

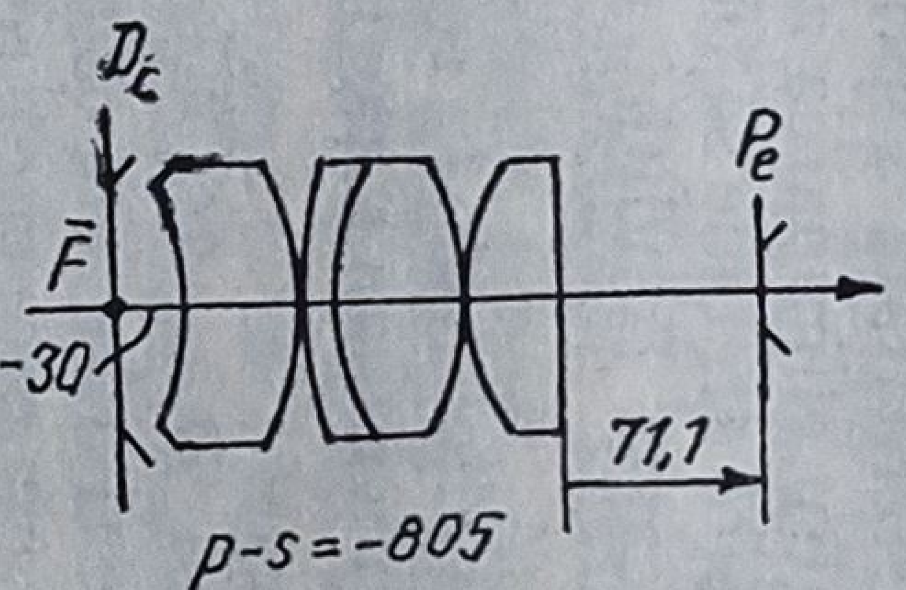
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|---|---|---|---|---|---|
| Nr. 9. Ocular Plössel | $D_c$, $P_e$, 55,8, 60,7 | 1 : + 362 | 8,5 | 1,7283 | 28,34 |
| $\sigma'_p < 30°$, $\Sigma P = +0,77$ | $p-s=-1020$ | 2 : + 96,7 | 51,0 | 1,5523 | 63,49 |
| (2)–(2) | | 3 : − 145 | 7,7 | | |
| $(P_{np})-(P_{pn})$ | | 4 : + 101 | 40,3 | 1,6073 | 49,25 |
| | | 5 : − 128 | 17,0 | 1,6483 | 33,77 |
| | | 6 : − 745 | | | |
| Nr. 10. Ocular triplet | $D_c$, $P_e$, 64,6, 60,4 | 1 : +1310 | 30,2 | 1,5596 | 61,23 |
| $\sigma'_p < 35°$, $\Sigma P = +0,75$ | $p-s=-1130$ | 2 : − 150,2 | 0,7 | | |
| (1–2)–(1) | | 3 : + 224,5 | 40,3 | 1,5168 | 64,20 |
| $(P_p - p_n) - (P)$ | | 4 : − 106,5 | 6,7 | 1,7283 | 28,34 |
| | | 5 : −1275 | 0,7 | | |
| | | 6 : +106,2 | 23,5 | 1,5523 | 63,49 |
| | | 7 : −622 | | | |
| Nr. 11. Ocular Erfle | $D_c$, $P_e$, $\bar{F}$, -38,5, 61,5 | 1 : − 465 | 9,8 | 1,6488 | 33,77 |
| $\sigma'_p < 35°$, $\Sigma P = +0,62$ | $p-s=-835$ | 2 : + 136,1 | 55,0 | 1,5523 | 63,49 |
| (2)–(1–2) | | 3 : − 179,5 | 0,7 | | |
| $(P_{np}) - (P_{p-pn})$ | | 4 : + 246 | 39,3 | 1,4875 | 70,04 |
| | | 5 : − 246 | 0,7 | | |
| | | 6 : + 107 | 52,3 | 1,5523 | 63,49 |
| | | 7 : − 176 | 9,8 | 1,7283 | 28,34 |
| | | 8 : − 3020 | | | |
| Nr. 12. Ocular din trei grupuri | $D_c$, $P_e$, $\bar{F}$, -23,2, 60 | 1 : − 466 | 9,1 | 1,6483 | 33,77 |
| $\sigma'_p < 42°$, $\Sigma P = +0,66$ | $p-s=-540$ | 2 : + 131,5 | 61,4 | 1,5168 | 64 20 |
| (2)–(2–2) | | 3 : − 156 | 0,9 | | |
| $(P_{np}) - (P_{pn-pn})$ | | 4 : + 194,5 | 52,2 | 1,5567 | 58,54 |
| | | 5 : − 141 | 9,0 | 1,7283 | 28,34 |
| | | 6 : − 247 | 0,9 | | |
| | | 7 : + 143 | 38,7 | 1,5567 | 58,54 |
| | | 8 : − 168 | 9,1 | 1,7283 | 28,34 |
| | | 9 : − 451 | | | |

Nr. 13. Ocular Bertele
$\sigma'_p < 35°$, $\Sigma P = +0,54$



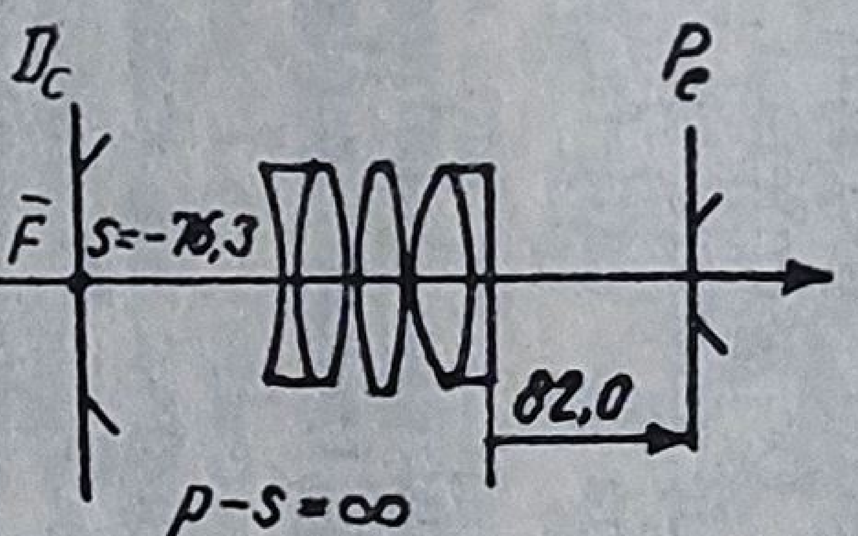

| | | | |
|---|---|---|---|
| 1 : ∞ | 2,5 | 1,6073 | 59,5 |
| 2 : − 159 | 1,0 | | |
| 3 : + 367,6 | 21 | 1,6073 | 59,5 |
| 4 : − 338,5 | 0,5 | 1,6073 | 59,5 |
| 5 : + 80,0 | 31 | 1,6073 | 59,5 |
| 6 : − 222,0 | 25 | 1,6477 | 33,9 |
| 7 : + 103,5 | | | |

Nr. 14. Ocular din trei grupului mit einfachem
$\sigma'_p < 30°$, $\Sigma P = +0,56$



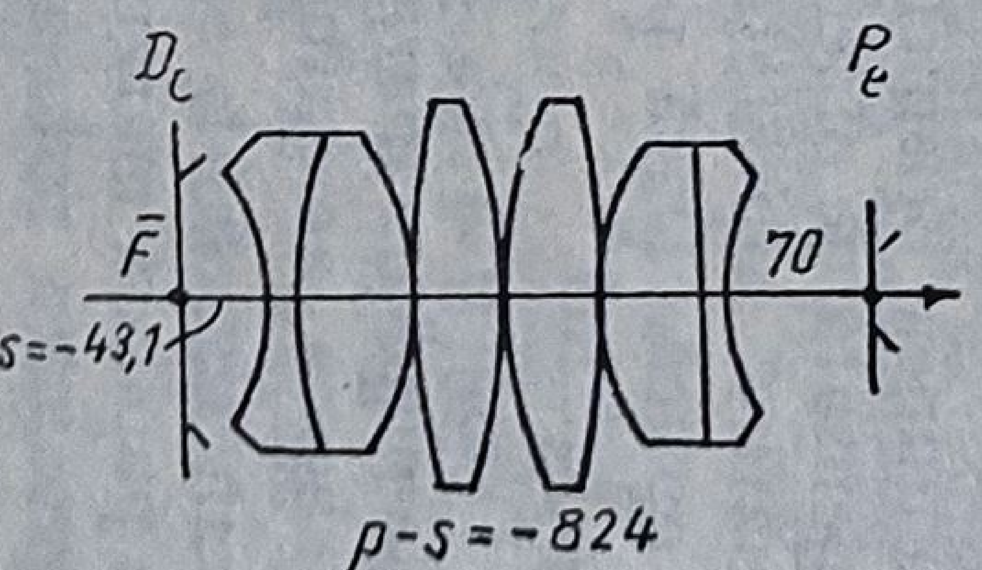

| | | | |
|---|---|---|---|
| 1 : − 139 | 53,6 | 1,6204 | 60,3 |
| 2 : − 139 | 0,9 | | |
| 3 : + 975 | 8,9 | 1,7618 | 26,5 |
| 4 : + 110 | 56,2 | 1,6204 | 60,3 |
| 5 : − 175,1 | 0,9 | | |
| 6 : + 105,8 | 37,2 | 1,5523 | 63,5 |
| 7 : ∞ | | | |

Nr. 15. Planocular astro
$\sigma'_p < 25°$, $\Sigma P = 0,60$




| | | | |
|---|---|---|---|
| 1 : − 207 | 6,9 | 1,7283 | 28,3 |
| 2 : + 283,5 | 18,8 | 1,6073 | 59,5 |
| 3 : − 134 | 0,6 | | |
| 4 : + 237,5 | 18,8 | 1,6073 | 59,5 |
| 5 : − 474 | 0,6 | | |
| 6 : + 83,5 | 21,9 | 1,6074 | 56,7 |
| 7 : − 263,8 | 6,3 | 1,72823 | 28,3 |
| 8 : + 307 | | | |

Nr. 16. Ocular pentru binoclu
$\sigma'_p < 35°$, $\Sigma P = 0,25$
(2)−(1−1−2)
(2−1)−(1−2)




| | | | |
|---|---|---|---|
| 1 : −99,0 | 1,12 | 1,7283 | 28,3 |
| 2 : + 332 | 59,5 | 1,6074 | 56,7 |
| 3 : − 132 | 0,75 | | |
| 4 : + 2340 | 39,2 | 1,6204 | 60,3 |
| 5 : − 208 | 0,75 | | |
| 6 : + 231 | 39,2 | 1,6230 | 58,1 |
| 7 : − 1030 | 0,75 | | |
| 8 : + 100,5 | 52,0 | 1,5918 | 58,2 |
| 9 : ∞ | 11,3 | 1,7618 | 26,5 |
| 10: + 112,8 | | | |

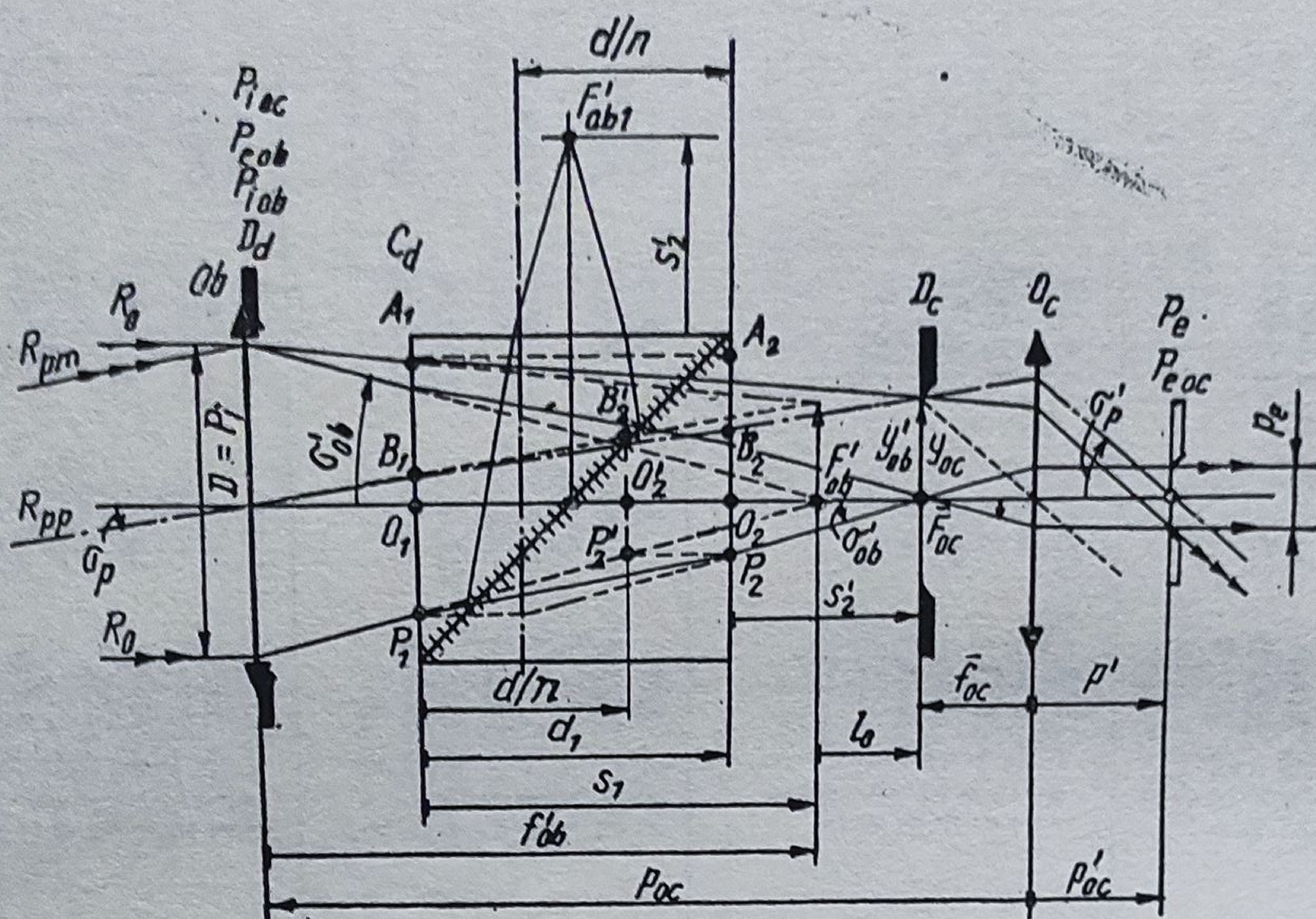


Fig. 6.61. Schemă pentru calculul lunetei autocolimatoare cu cub divizor.

La calculul lunetei cu cub divizor (fig. 6.61) trebuie să se țină seama de acțiunea prismei. Astfel, aberația de sfericitate a prismei trebuie să fie compensată de obiectiv. De asemenea, pentru eliminarea aberațiilor cromatice de mărire, suprafețele de intrare și de ieșire trebuie să fie perpendiculare pe axa optică. Dacă prisma nu satisface această condiție, ei i se asociază o a doua prismă.

Diametrul $D_1$ al tubului luminos pe dioptrul 1, se determină folosind razele pupilare marginale trasate în planul meridian și poziția primului dioptru în schema aparatului.

În fig. 6.61, se observă că diametrul $D_1 = 2\overline{O_1A_1}$ este determinat de raza pupilară marginală $R_{pm}$. Prisma poate fi înlocuită cu o lamă plan-paralelă cu grosimea redusă $d_R = d/n$, lamă care nu provoacă refracția luminii, deoarece diametrul fasciculului în planul dioptrului 2 este $2\overline{O_2P_2} = 2\overline{O_2'P_2'}$. Se va ține seama însă de faptul că nu se admite diafragmarea razei pupilare principale $R_{pp}$, adică prisma trebuie să aibă cel puțin diametrul $2\,\overline{O_2'B_2'}$. Dacă se consideră fasciculul limitat de razele obiective $R_0$, diametrul $D_1 = 2\,\overline{O_1P_1} = 2s_1 \operatorname{tg} \sigma_{0b}'$. După aceea se deplasează focarul $F_{0b}'$ și deci poziția diafragmei de cîmp și focarul obiect al ocularului la distanța $l_0 = (n - 1)\, d/n$ față de poziția inițială adică la distanța $f_{0b}' + l_0$ față de planul principal al obiectivului.

6.9.3.2. *Imprecizia*. Imprecizia lunetei autocolimatoare se determină astfel (fig. 6.62): $H = 2\, f_{0b}'\hat{\alpha}$; $\hat{\alpha} = H/2\, f_{0b}'$; $\hat{\alpha} = \alpha''/206265$; $\hat{\alpha} = 0{,}0000048\alpha'' = 5 \cdot 10^{-6}\, \alpha''$; $\alpha'' = 206265\,\hat{\alpha}$. Pentru $f_{0b}' = 500$ mm și $\alpha = 1''$ se obține $H = 2 \cdot 500 \cdot 1000\ \mu\text{m}\ \ 1''/206265 \approx 5\mu\text{m}$.

La captarea prin coincidență, imprecizia este $u = \pm\, 20\ \mu\text{m}/\Gamma_{oc}$, pentru $\Gamma_{oc} = 10$X rezultă $u = \pm\, 20/10 = \pm\, 2\mu\text{m}$. Dacă captarea are loc prin simetrie, $u = \pm\, 6\ \mu\text{m}/\Gamma_{0c} = \pm\, 6\mu\text{m}/10 = \pm\, 0{,}6\ \mu\text{m}$. Eroarea unghiulară rezultă astfel: $\hat{\alpha} = h/2\, f_{0b}' = 0{,}6/2 \cdot 500 \cdot 1000 = 6 \cdot 10^{-7}$; $\alpha'' = \hat{\alpha}\, 206 \cdot 265 = 0{,}1237590$. Dacă se dorește o eroare mai mică, trebuie mărită distanța fo-

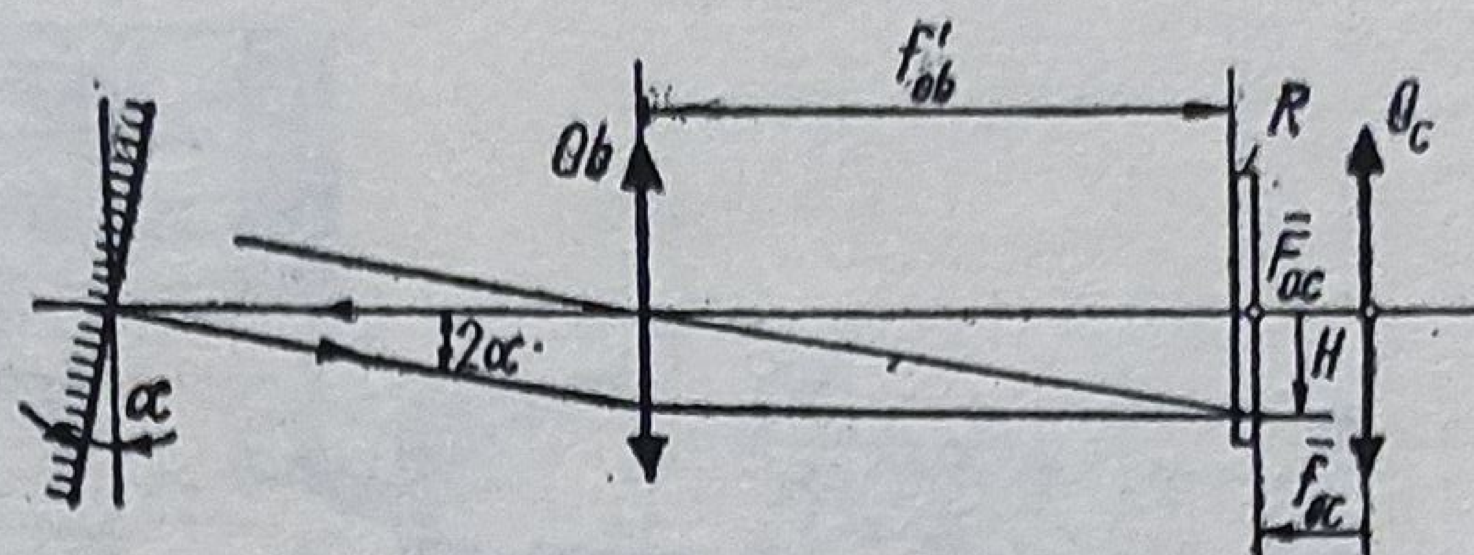



Fig. 6.62. Schema pentru calculul impreciziei lunetei autocolimatoare.

cală $f'_{ob}$. În afară de aceasta, intervine eroarea cauzată de aberația de sfericitate $\Delta s'$. Pentru înălțimea de incidență $H_0$, eroarea este $\Delta\alpha = \Delta s' \ H_0/f'^2_{ob}$. Pentru același exemplu, $H_0 = 20$ mm și $\Delta s' = 0{,}01$ mm se obține: $\widehat{\alpha} = 0{,}01 \cdot 20/500^2 = 0{,}2/500^2 = 0{,}00008'$ ; $\alpha'' = \widehat{\alpha}\, 206265 = 0{,}165''$.

Pentru mărirea preciziei trebuie mărită focala, micșorată deschiderea relativă și îmbunătățită corecția aberațiilor.

6.9.3.3. *Luneta autocolimatoare cu interpolator*. Pentru măsurări de precizie ridicată se folosesc lunete autocolimatoare cu focale mari și interpolatoare. În fig. 6.63 este reprezentată luneta AK 0,25 (URSS). Interpolatorul este alcătuit din lama $R_m$ (scara minutelor) fixă și lama $R_s$ (scara secundelor), lipită pe lentila convergentă deplasabilă transversal $L_c$, lentilă care deplasează transversal imaginea reperului dublu $R_1$ pînă la captarea sa simetrică pe scara minutelor. În același timp se deplasează și scara secundelor față de indicele $R_m$ (fix) pe scara minutelor. Domeniul de măsurare: $D_m = 0 \ldots 6'$; valoarea diviziunii $V_d = 0{,}25''$. Exemplu de citire: 3′ 7,5″.

Luneta autocolimatoare Leitz (fig. 6.64, *a*) are $V_d = 0{,}1''$ sau $0{,}5''$, funcție de interpolatorul folosit. Acesta conține o lamă plan-paralelă $L$ situată în calea fasciculului luminos și poate fi înclinată prin rotirea butonului $B$, care, prin intermediul pinionului $P_1$, coroanei dințate $C$ și știftului $S$ acționează cama $K$. Coroana $C$ este legată rigid de reticulul $R_s$ care conține scara circulară a secundelor. Lama $R_m$ conține scara minutelor și suplimentar, un reper (index vertical) pentru citirea scării secundelor.

Lama $R_m$ poate fi deplasată cu șurubul $S$ pentru reglarea scării minutelor la zero.

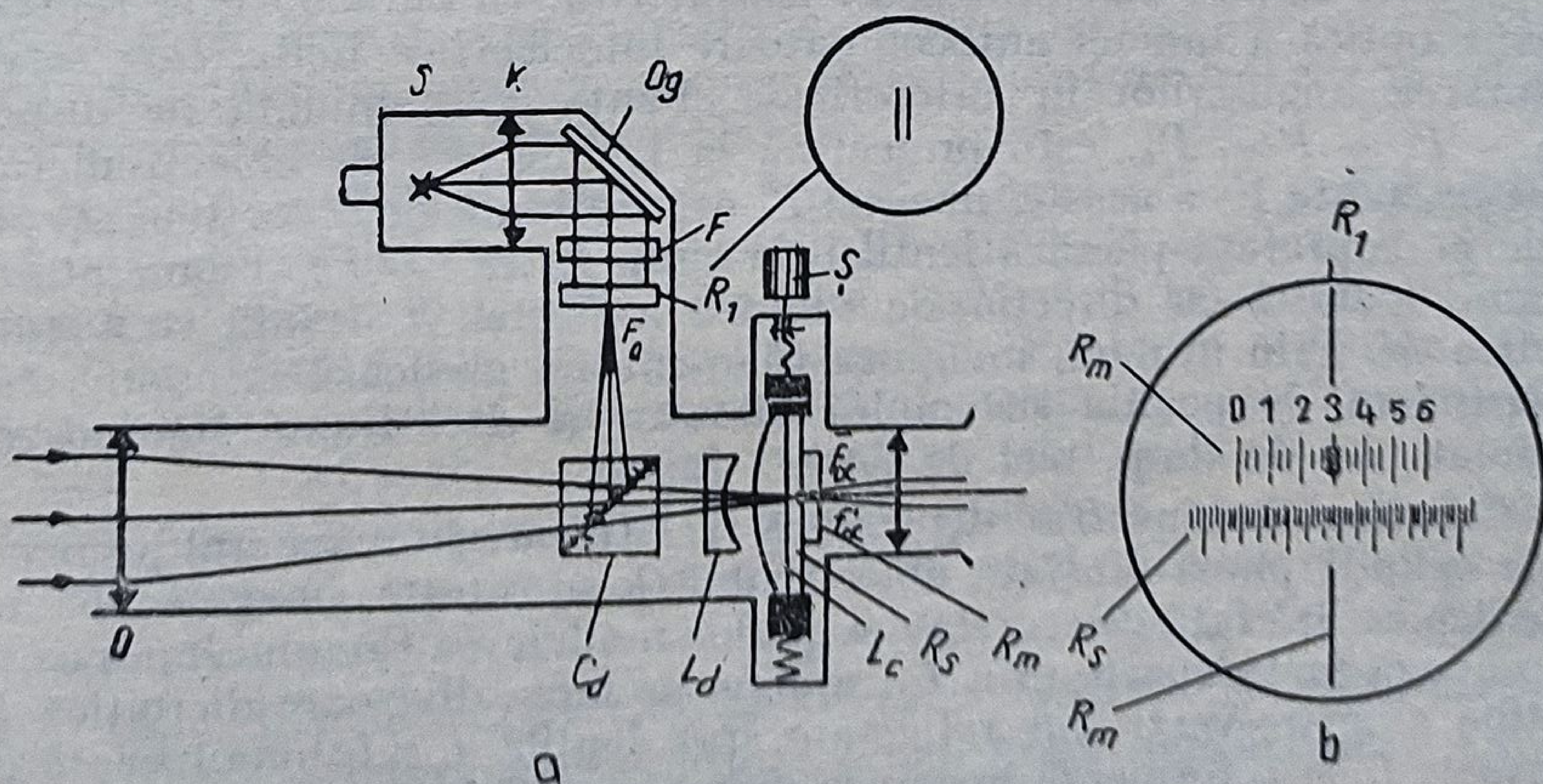



Fig. 6.63. Luneta autocolimatoare AK 0,25 (URSS).

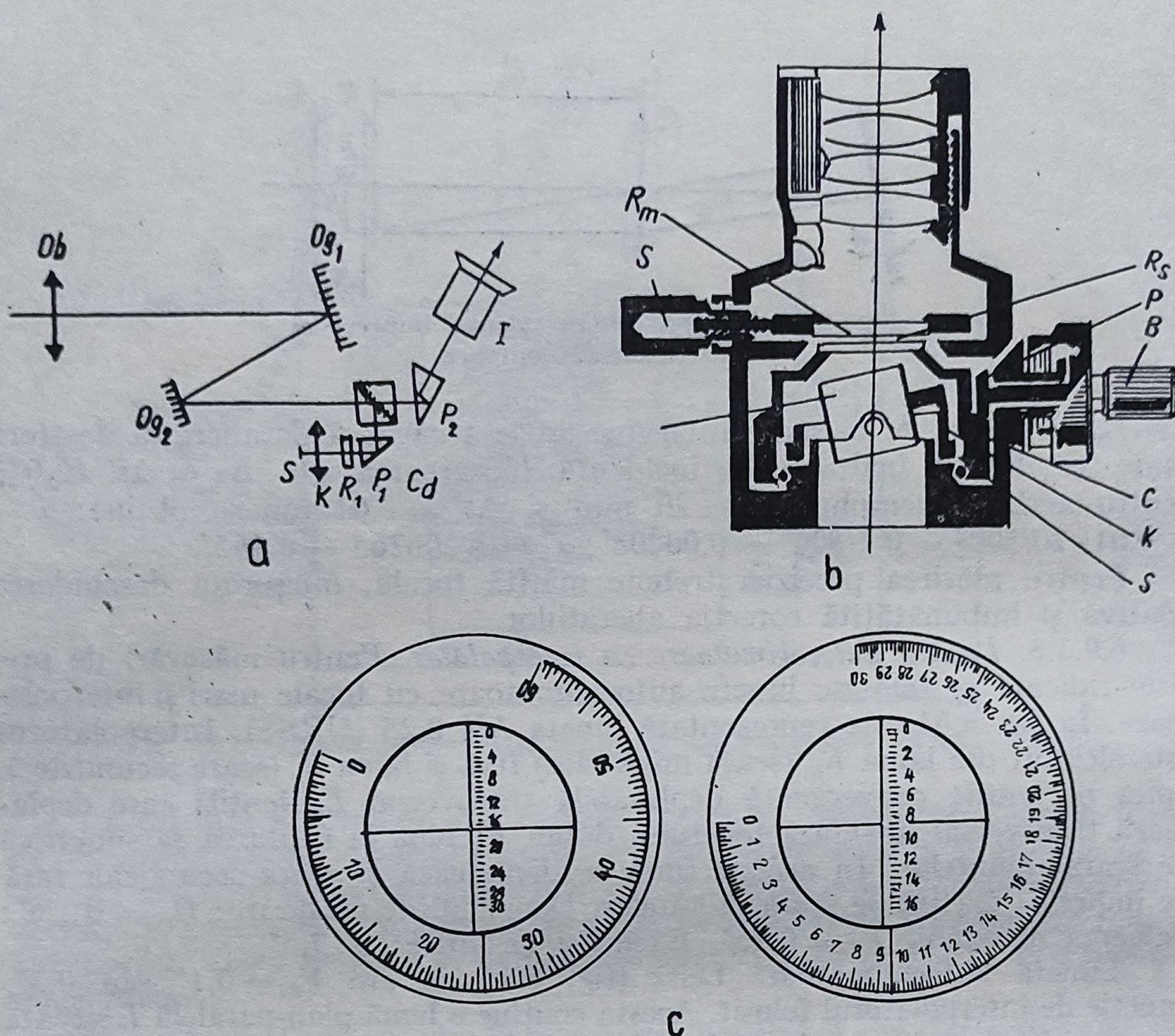



Fig. 6.64. Luneta autocolimatoare Leitz.

Pentru a măsura se privește în ocular (fig. 6.64, *b*) și se poziționează mai întîi imaginea reticulului $R_1$ (o cruce) cu un reper dublu al scării minutelor prin rotirea butonului *B*. Apoi se face citirea în dreptul reperului vertical fix (fig. 6.64, *c*). $V_a = 0{,}1''$ sau $V_a = 0{,}5''$.

6.9.3.4. *Luneta autocolimatoare fotoelectrică*. În fig. 6.65 este reprezentată schema optică a lunetei autocolimatoare fotoelectrice Leitz, care servește la măsurarea unghiurilor în autoreflexie. Fanta *F*, iluminată de dispozitivul $S\text{-}K - F_v - P - P_0$, este proiectată la infinit ($F'$) de obiectivul $O_b$. Imaginea oscilantă $F''$ a acestei imagini $F'$ este formată de obiectivul $O_b$ pe scara $S_c$ de pe suprafața plană a lentilei de cîmp $L_c$ ($F'' = F$). Filamentul *S* este orientat paralel cu direcția de vibrare a fantei *F*, fixată cu membranele elastice *M*. Prin urmare, imaginea filamentului oscilează împreună cu fanta independent de poziția sistemului vibrator și deci fluxul luminos nu este modulat nici de timp, nici de poziția fantei.

Cele două bobine *B* se deplasează fără frecare în magnetul permanent *m*. Dacă oglinda plană din fața obiectivului $O_b$ se rotește, imaginea $F''$ a fantei *F* se deplasează față de scara $S_c$ și are loc modularea fluxului luminos. Acesta se propagă mai departe prin $L_a$, ajunge pe lama divizoare dicroitică $L_c$. Radiațiile albastre-verzi sînt reflectate spre lentila *L* și fotomultiplatorul *FM*. Lentilele $L_c$ și *L* formează imaginea diafragmei *D* pe fotocatodul acestui foto-

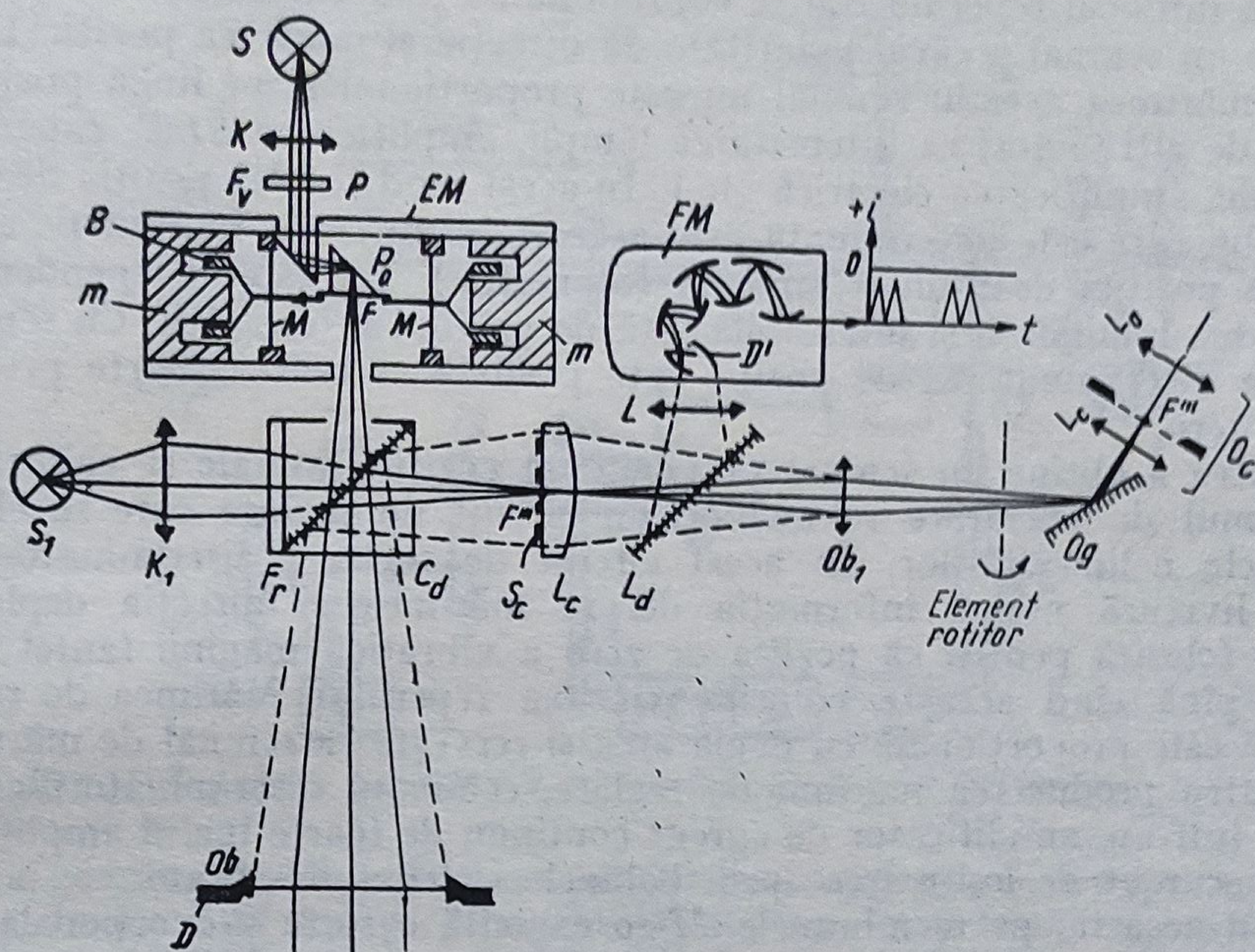



Fig. 6.65. Luneta autocolimatoare fotoelectrică AK F (Leitz).

multiplicator. Fotoelectronii emiși sînt amplificați de $10^5$ — $10^6$ ori ca semnal de ieșire pe anodul $FM$ și se emite un semnal spre unitatea electronică de prelucrare. Aceasta conține un discriminator de poziție care transformă pozițiile relative ale imaginii $F''$ față de scara $S_c$ în semnale de poziție și se evaluează distanța dintre impulsurile luminoase, respectiv întunecoase.

Cînd poziția zero a imaginii fantei oscilante coincide cu mijlocul unui reper al scării $S_c$, semnalul de ieșire este nul. Dacă poziția de zero (de referință) a fantei oscilante nu coincide cu mijlocul reperului scării $S_c$, duratele semnalelor sînt inegale și ia naștere un semnal de poziție (eroare) cu semn. Un curent continuu, care, suplimentar la curentul alternativ de excitație a oscilației, se poate propaga prin bobine, deplasează punctul de zero al sistemului vibrator elastic proporțional cu oscilația fantei. În acest mod, deplasările obiectului acționează asupra semnalelor fotoelectrice la fel ca și curentul care deplasează fanta oscilantă.

Ocularul $O_c$ servește la ajustarea inițială și la stabilirea poziției imaginii $F''$ față de un anumit reper al scării $S_c$, imaginile acestora formîndu-se în planul focal obiect al lentilei de ochi a ocularului. Imaginea galbenă $F''$ a fantei $F$ se mișcă față de un fond întunecat. Pentru a se putea observa imaginea scării $S_c$, aceasta este iluminată de sursa $S_1$, condensorul $K_1$ și filtrul roșu $F_r$. Deci scara $S_c$ apare neagră pe fond roșu.

Discriminatorul de poziție al reperului utilizează numai amplitudinea și faza componentei frecvenței semnalului cu tripla frecvență a sistemului de palpare. Cînd mijlocul reperului și punctul de zero a oscilației imaginii fantei $F''$ coincid, semnalul curentului alternativ redresat și sensibil în fază devine nul. La acest procedeu se atinge o mai mare independență a asimetriilor profilului reperului decît la alte procedee.

Dacă mijlocul reperului nu se suprapune cu punctul de zero al oscilației se obține un semnal a cărui polaritate dă direcția și mărimea poziției aproximative (mărimea acestui semnal nu este proporțional și pe lîngă poziție depinde și de alți factori ca intensitatea lămpii, amplificarea $SEV$, capacitatea de reflexie, amplificarea electrică etc.). În acest mod rezultă poziția de mijloc a reperului care este determinată prin aceeași însumare a luminii pe ambele părți ale poziției de mijloc (mijlocul fotometric). Ea este independentă de intensitatea luminoasă și insensibilă față de profilul intensității. Cu semnalul livrat de discriminatorul de poziție este posibilă stabilirea foarte precisă a poziției zero.

Pentru a obține un semnal proporțional poziției laterale și calibrat, în mecanismul de măsurare se include un circuit de reglare care să elimine influențele neliniarităților. În acest circuit de reglare, discriminatorul de poziție livrează numai informația despre mărimea și direcția deplasării. Ea este folosită pentru că poziția de zero a vibrației imaginii fantei să fie reglată pînă cînd aceasta coincide cu axa reperului. Mărimea de reglare necesară este proporțională cu deplasarea și servește ca semnal de măsurare.

Pentru producerea mărimii de reglare, semnalul discriminatorului este condus într-un amplificator de curent continuu de foarte înaltă amplificare, al cărui curent de ieșire trece prin bobinele sistemului vibrator.

Prin aceasta, pe membranele $M$ se exercită o forță proporțională care caută să deplaseze fanta, funcție de polaritatea semnalului discriminatorului în direcția reperului, pînă cînd semnalul discriminatorului devine practic zero. Curentul care se propagă după aceea reprezintă semnalul de măsurare pentru poziții pe baza liniarității și constanței înalte a relației curent — forță și forță—deplasare. Frecvența proprie mecanică a sistemului oscilant este peste 450 Hz, așa că frecvențe de modulare în domeniul triplului frecvenței de oscilare (1350 Hz) intră în prelucrarea semnalului de poziție.

Pentru $f'_{0b} = 206$ mm, la o înclinare a oglinzii plane $C_g$ din fața lunetei cu $\alpha = 0{,}5''$ se deplasează imaginea $F''$ a fantei cu 1 μm. Domeniul de măsurare: $\pm 25''$. Diviziunea scării $S_c$ este de 100 μm.

Fig. 6.66 reprezintă schema de principiu a lunetei autocolimatoare TA 58 (Rank Prec. Ind. Ltd.). Se observă că imaginea $R_c''$ a reticulului $R_c$ se formează pe fanta $F$ care oscilează în direcția indicată cu amplitudinea $a = 2b (b =$ lățimea fantei) și frecvența $f = 50$ Hz. Prin fanta $F$ lumina ajunge pe fotocelula $FC$, a cărui tensiune alternativă este amplificată de amplificatorul $A$ și demodulată fazic de demodulatorul $D$. Curentul continuu, amplificat, mai departe în servoamplificatorul $AS$, comandă servomotorul $SV$ care deplasează fanta. La coincidența fantei cu imaginea $R_c''$ a crucii $R_c$, fotocelula $FC$ produce o tensiune alternativă cu frecvența $f = 100$ Hz, așa că $SV$ nu mai primește curent după demodulare. Potențiometrul acționat de servomotorul $SV$ indică poziția imaginii fantei oscilante, adică deplasarea imaginii $R_c''$ proporțională cu tensiunea de ieșire care poate fi prelucrată analog sau digital. În [16, 21] este redată schema lunetei autocolimatoare fotoelectrice produsă de firma ZIMMER OHG din Rossdorf (R.F.G.).

Din fig. 6.65 și 6.66 rezultă că subansamblul nou care intervine în schemă este modulatorul de flux luminos. Aceasta poate fi folosit la: poziționarea axei unei fante în raport cu o axă de referință, producerea unui semnal sinusoidal și transmiterea fluxului luminos în formă de impulsuri pe un receptor fotoelectric. Elementul modulator poate fi oscilant liniar (fantă, oglindă,

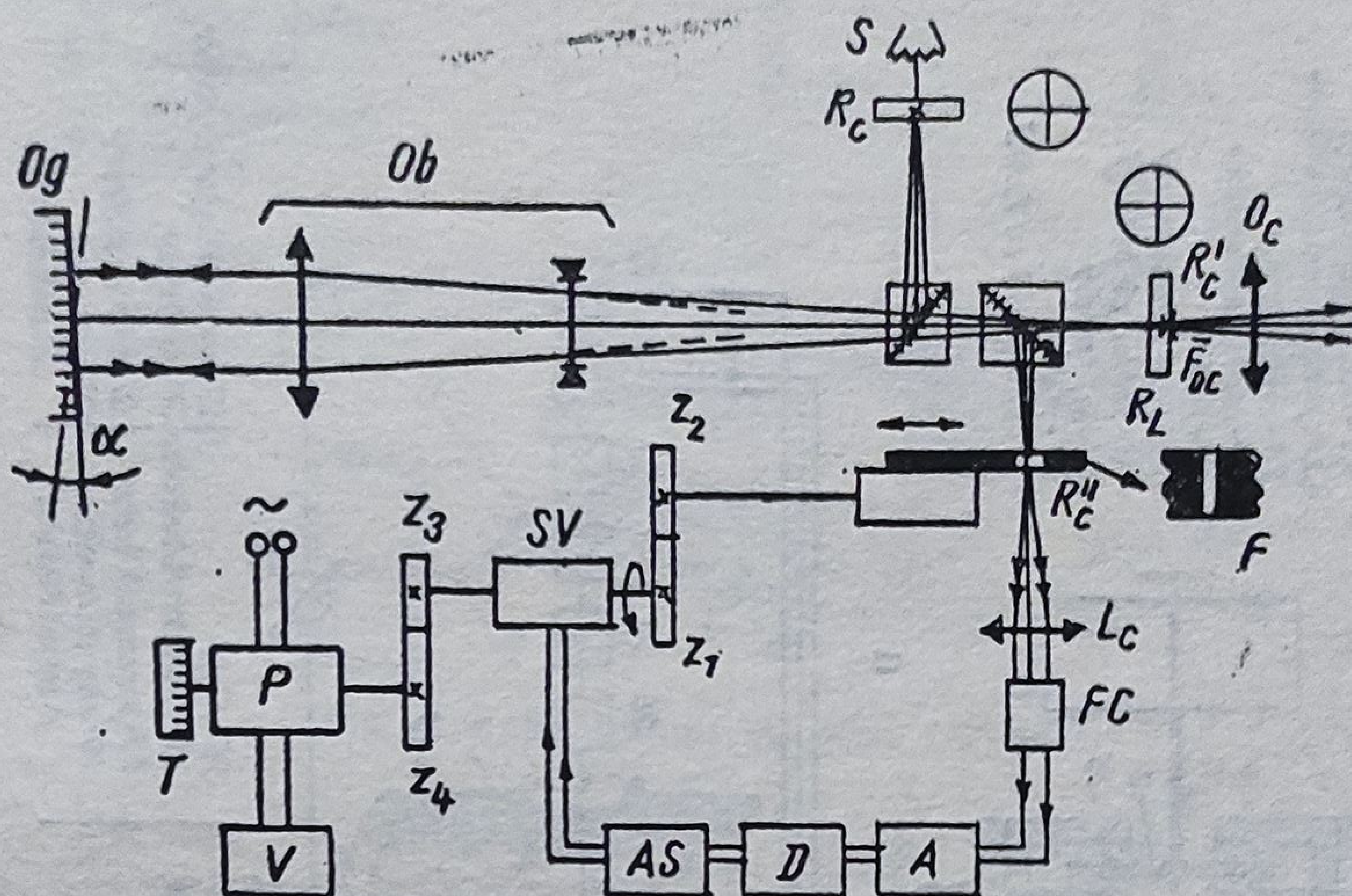



Fig. 6.66. Luneta autocolimatoare fotoelectrică TA 58 (Rank Prec. Int. Ltd.)

rețea, coardă, prismă, lamă plan-paralelă) sau oscilant rotativ (prismă, oglindă etc.). În fig. 6.67 sînt prezentate schema electrică și forma semnalelor emise de fiecare aparat component, la prelucrarea semnalului emis de un fotoreceptor care captează fluxul luminos modulat de oscilația fantei *F* față de reperul *R* al unei rigle iluminate de o sursă.

În fig. 6.68, *a* fanta oscilantă 17 este fixată prin intermediul tijei 16 de miezul a două înfășurări *14*, *15* și oscilează odată cu acestea, cu frecvența $f = 400$ Hz, în cîmpul magnetic creat de doi magneți permanenți *1* și *2*, prin intermediul pieselor polare *3*, *4*, *5*, *6*. Ghidarea mișcării și eliminarea inerției se realizează prin fixarea tijei centrale *11* de două membrane identice *9* și *10*.

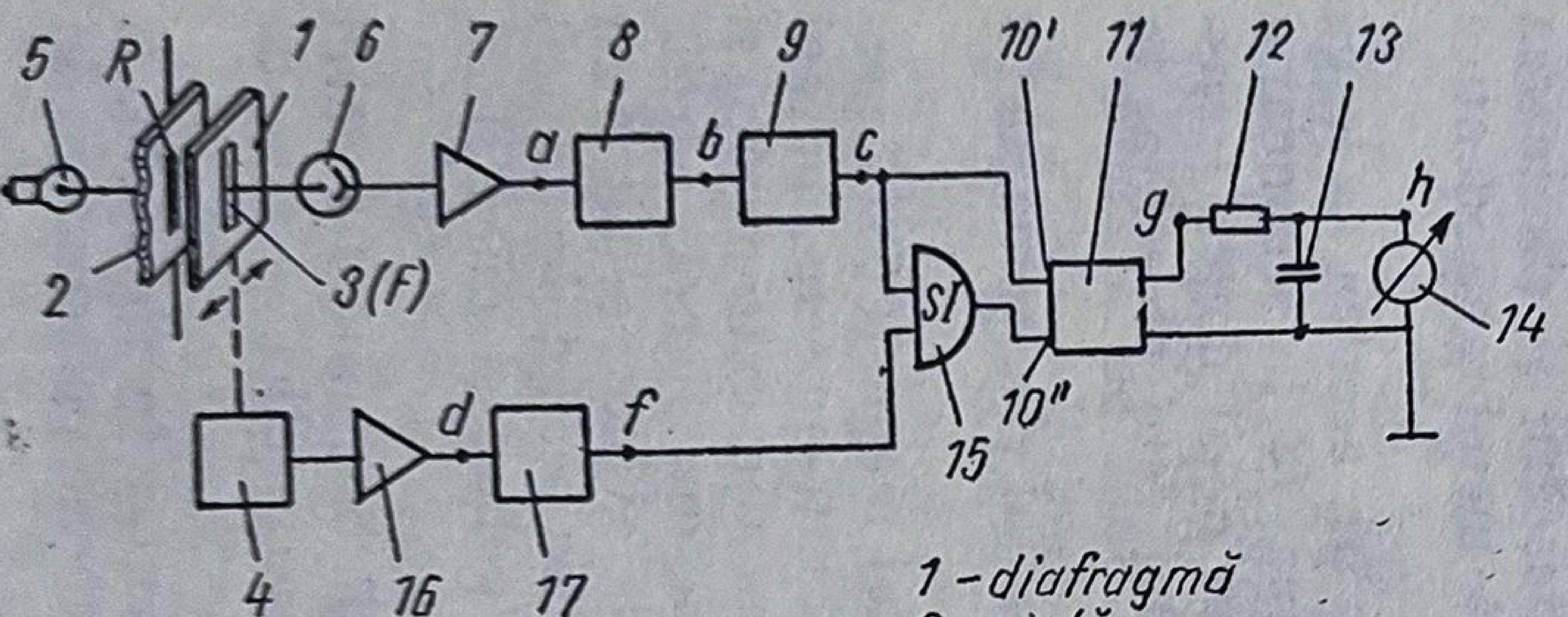
Pentru realizarea rezonanței între cele două înfășurări, acestea se leagă prin intermediul a două transformatoare astfel: bobina *14* la secundarul primului transformator, iar bobina *15* la primarul celui de-al doilea transformator. Blocul electronic de transmitere a semnalului este prezentat în fig. 6.68, *b*.

În fig. 6.69 fanta oscilantă *1* este fixată pe miezul unui electromagnet *3* prin intermediul tijei *2*.

De o parte și de alta a electromagnetului se află doi magneți *6* și *7* permanenți, magnetizați. La trecerea curentului prin bobină într-un sens, miezul *3* se polarizează și este atras de piesele polare *4* (una din extremități) și *5* (cealaltă extremitate a miezului). Miezul are forma din figură, părțile laterale fiind fixate de piesele polare, iar partea centrală avînd posibilitatea să oscileze în jurul axei 00'. Săgeata miezului (amplitudinea oscilațiilor fantei) este proporțională cu forța de atracție dintre piesele polare și miez și cu constanta de elasticitate a miezului.

În fig. 6.70, *a* este prezentat un modulator cu oglindă oscilantă *1* a cărui construcție se aseamănă cu cel din fig. 6.69; eliminarea inerției se face de către arcurile elicoidale *2* și *3*.

Un alt modulator cu oglindă oscilantă, este prezentat în fig. 6.70, *b*. Constructiv, acesta este format dintr-un magnet permanent polarizat ca în



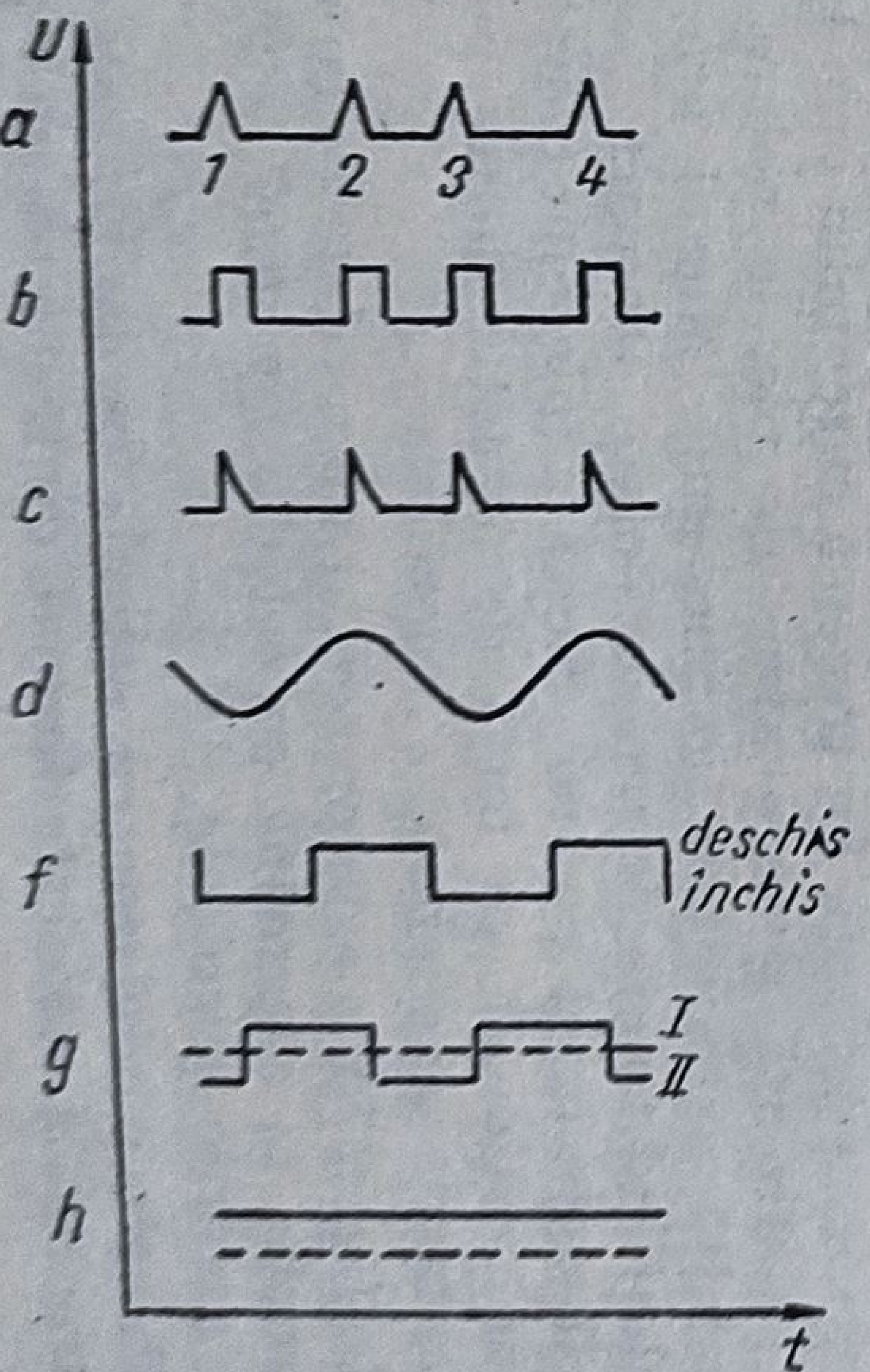
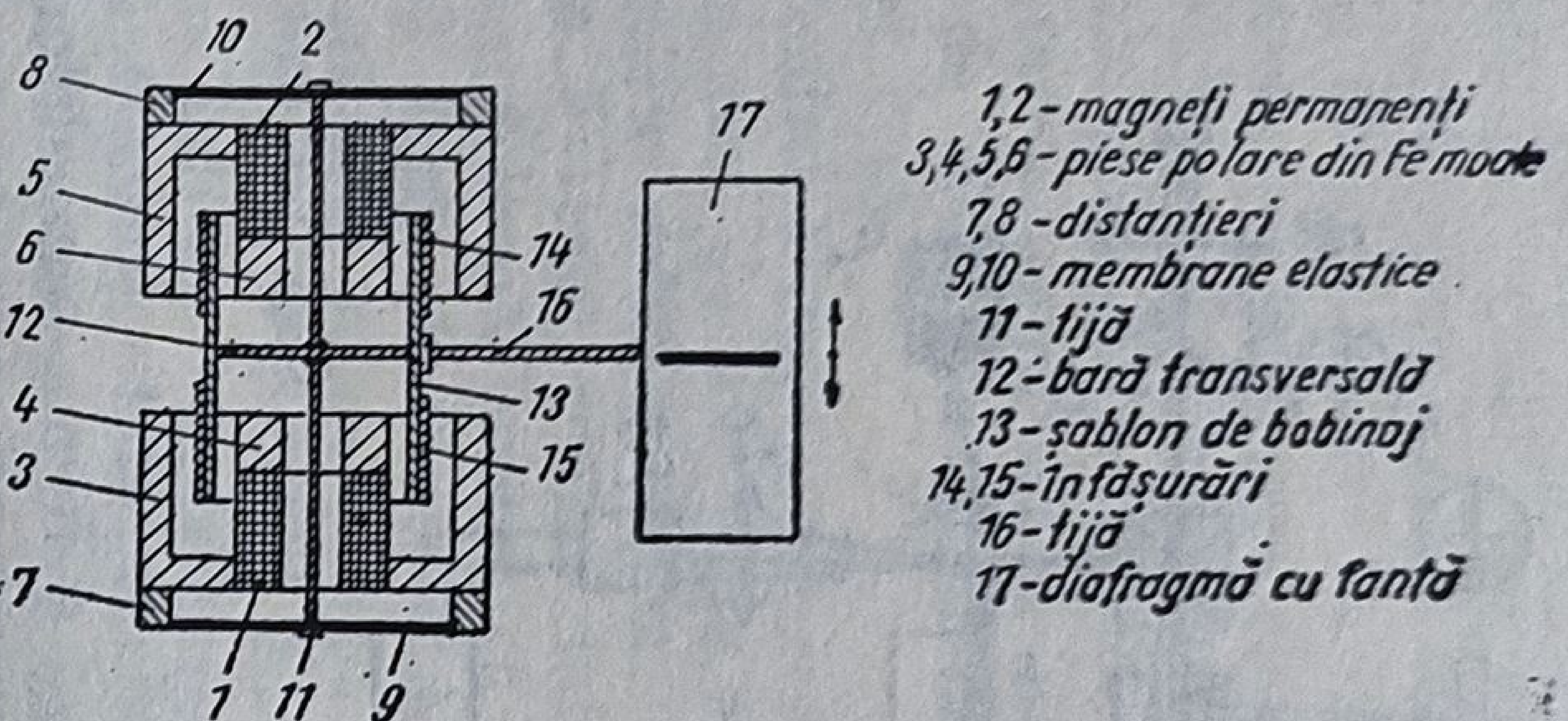




Fig. 6.67. Schema electrică de prelucrare a fluxului luminos modulat și forma semnalului dată de fiecare aparat component.



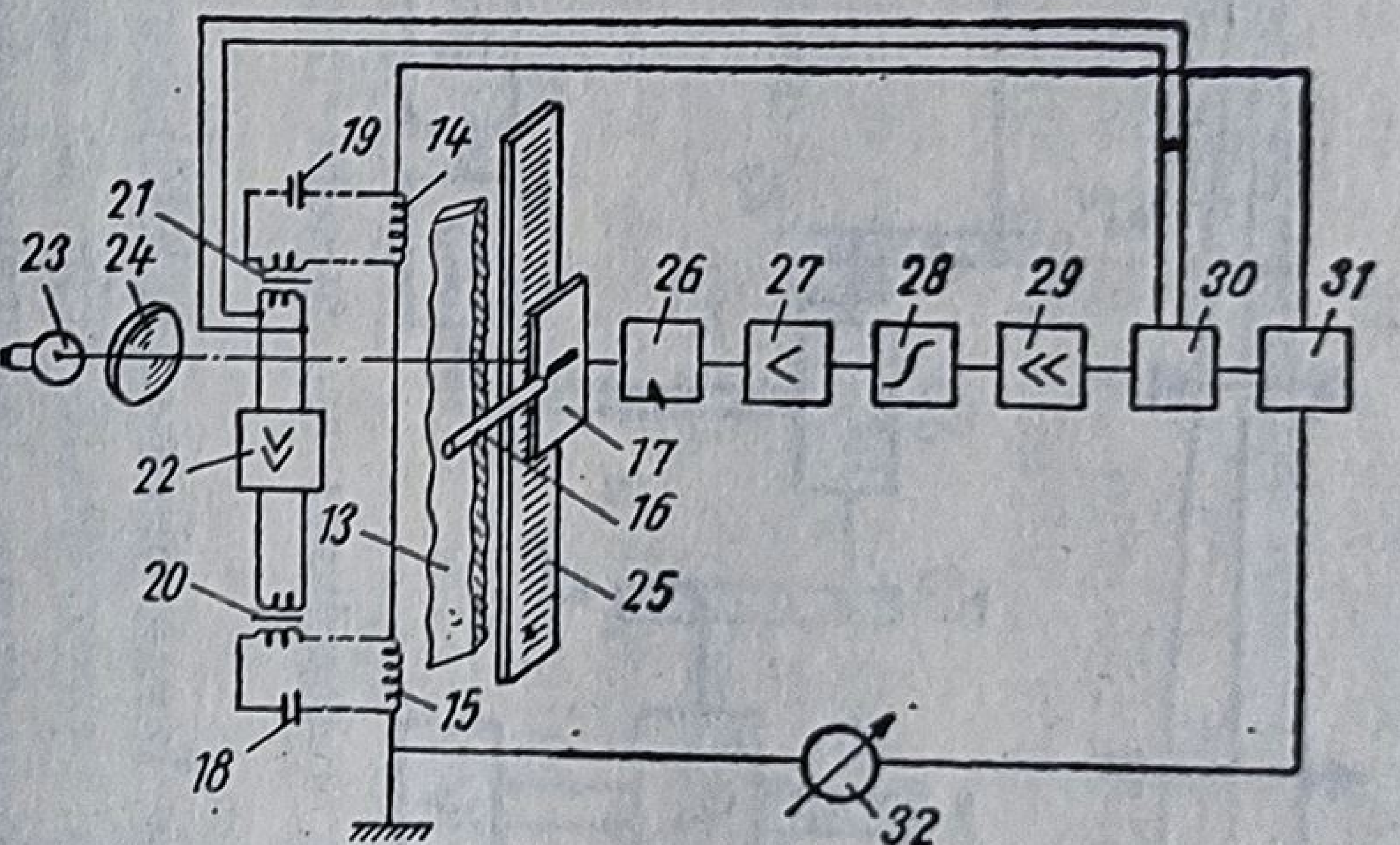




Fig. 6.68. Sistem oscilant pentru fante:
*a* — fanta oscilantă; *b* — blocul electronic de prelucrare a fluxului luminos modulat.

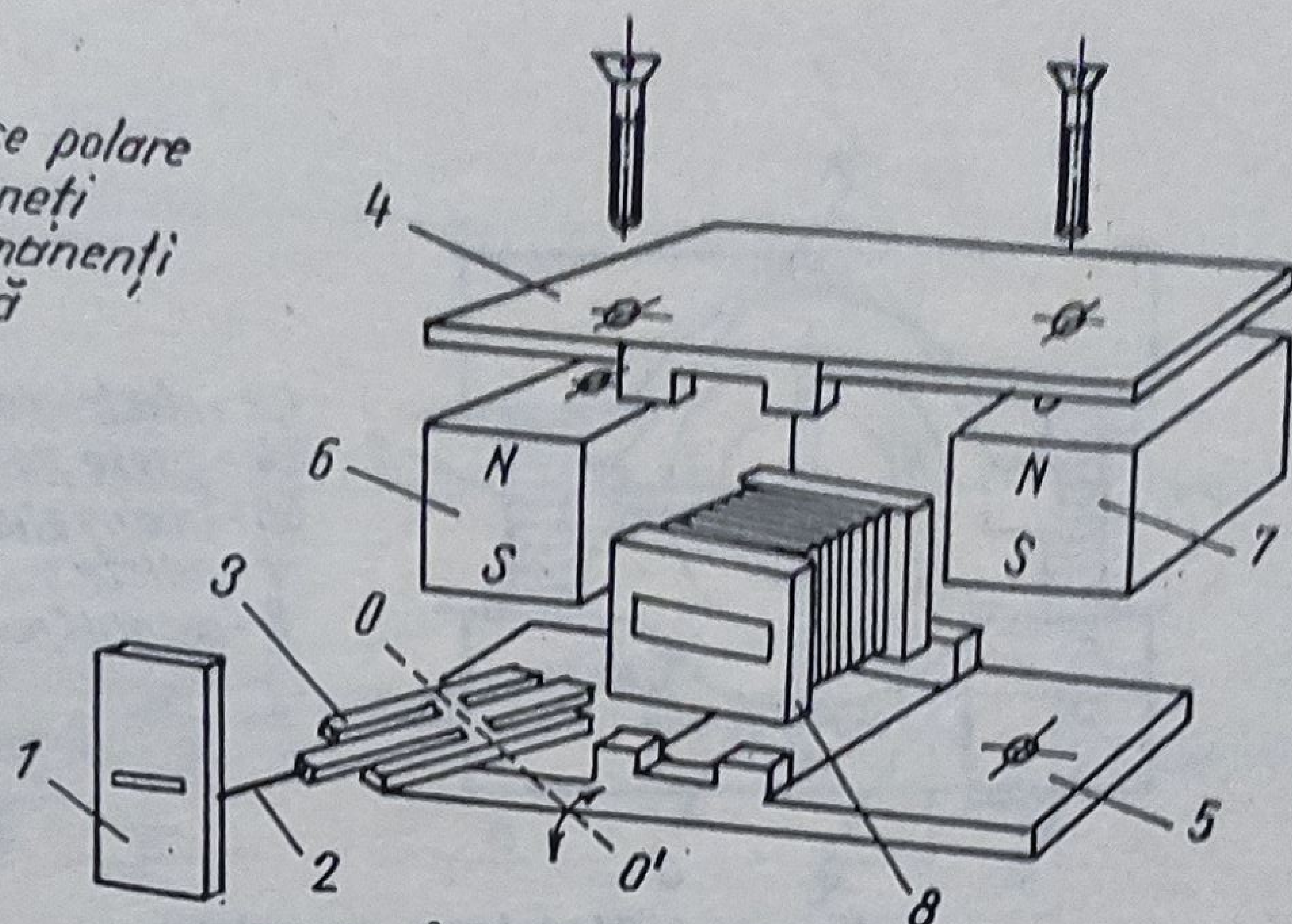
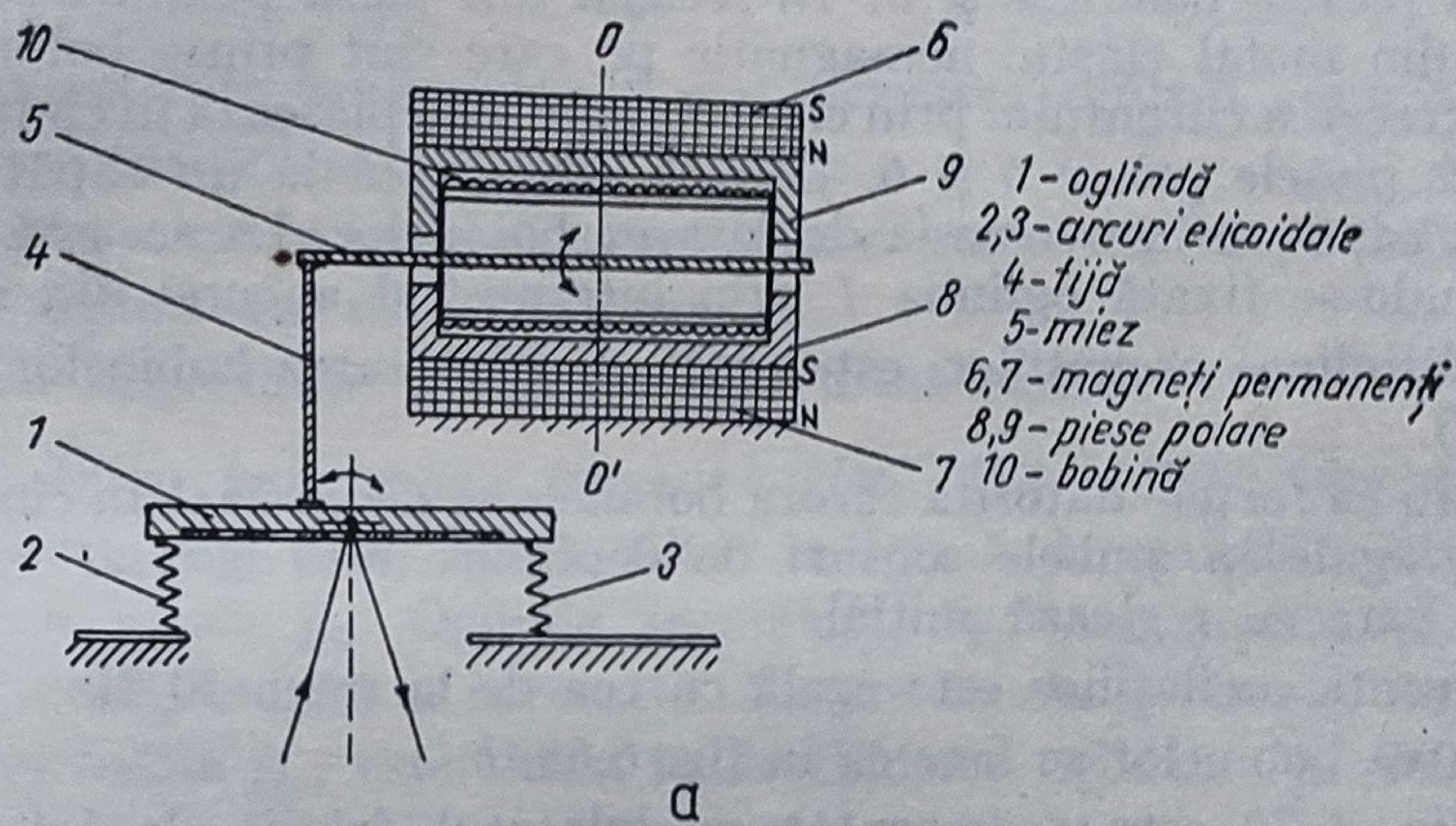


Fig. 6.69. Modulator cu fantă oscilantă.



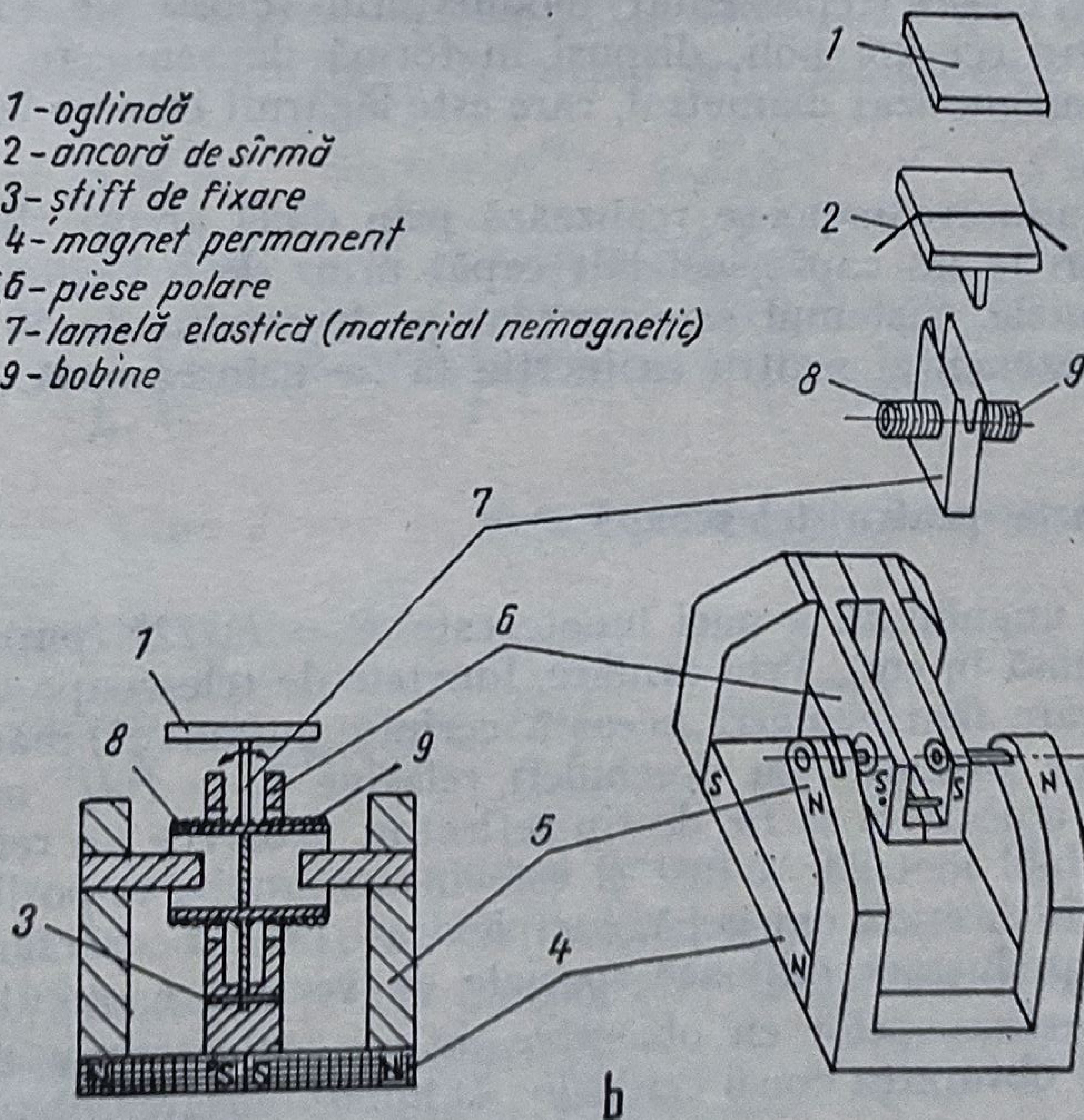



Fig. 6.70. Modulator cu oglindă oscilantă.

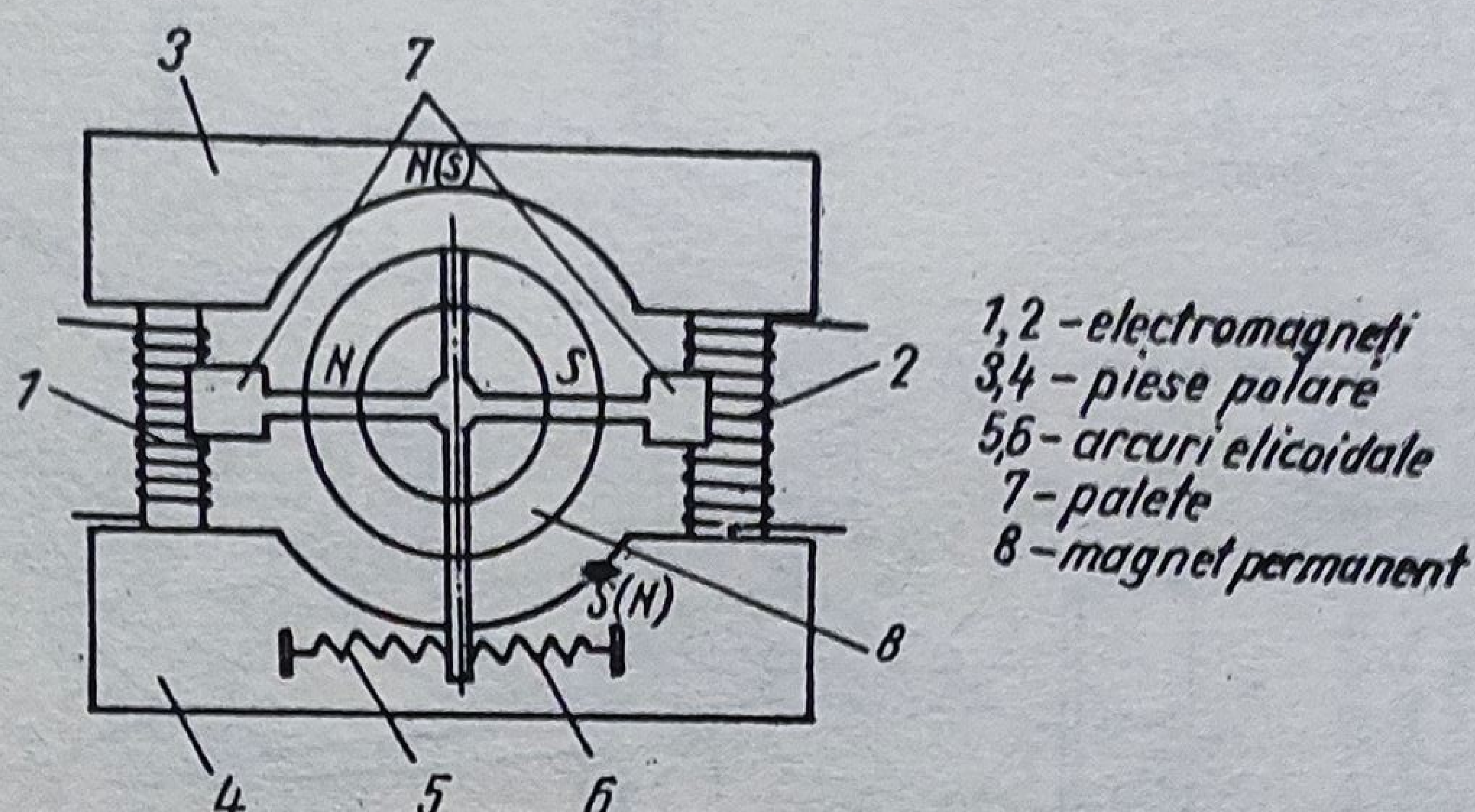


Fig. 6.71. Modulator cu palete.

figură, cu piesele polare *5* și *6*. În locașul din piesa polară *6* se introduce o lamelă *7* din metal elastic nemagnetic pe care sînt prinse bobinele identice *8* și *9*. La trecerea curentului prin ele, bobinele se deplasează în cîmpul magnetic creat între piesele polare *5* și *6*. Lamela este fixată la un capăt cu un știft *3*, celălalt capăt se încovoaie la deplasarea bobinelor. La această extremitate a lui aflîndu-se fixată oglinda *1* prin intermediul ancorei din sîrmă *2*.

Amplitudinea oscilațiilor este dată de deplasarea bobinelor (de săgeata lamelei *7*).

Pentru ca forțele datorită cărora bobinele se deplasează în cîmpul magnetic să fie egale în ambele sensuri de deplasare este necesar ca întrefierul $d1 = d2$, care se reglează inițial.

Frecvența oscilațiilor este egală cu cea de la rețea 50 Hz.

Legarea bobinelor se face ca în fig. 6.68, *b*.

În fig. 6.71 este reprezentat modulatorul folosit de fotomicroscopul LEM 100. Între cei doi poli, dispuși în formă de semicerc, se găsește un magnet inelar magnetizat diametral, care este lăgăruit într-un lagăr din piatră semiprețioasă.

Forța de aducere înapoi se realizează prin două arcuri elicoidale prinse de două știfturi la un capăt, celălalt capăt prins de o pîrghie ce face corp comun cu paletele. Sistemul este acordat pe frecvența de 50 Hz, egală cu frecvența de rezonanță, pentru ca inerția să fie neînsemnată.

### 6.9.4. Lunete pentru telescoape

Rezoluția unghiulară a unei lunete este $R = P_i/12''$ (pupila de intrare $P_i$ fiind introdusă în cm). Prin urmare, lunetele de telescoape trebuie să aibă pupile de intrare foarte mari. Această cerință impune: 1) mărirea distanței focale, deoarece sistemele cu deschideri relative $\Omega = P_i/f'$ mari nu pot fi corectate și 2) obiectivul să fie de tip reflector, deoarece un refractor cu diametrul de ordinul metrilor a fost și este încă aproape imposibil de realizat (cantitatea mare de sticlă omogenă, complexitate pentru corectarea aberațiilor, dificultăți de prelucrare, mijloace speciale de verificare, greutatea etc. etc.).

Lunetele telescoapelor cu obiective de tip reflector au trei neajunsuri importante: 1) obturarea zonei centrale; 2) imposibilitatea observării vizuale,

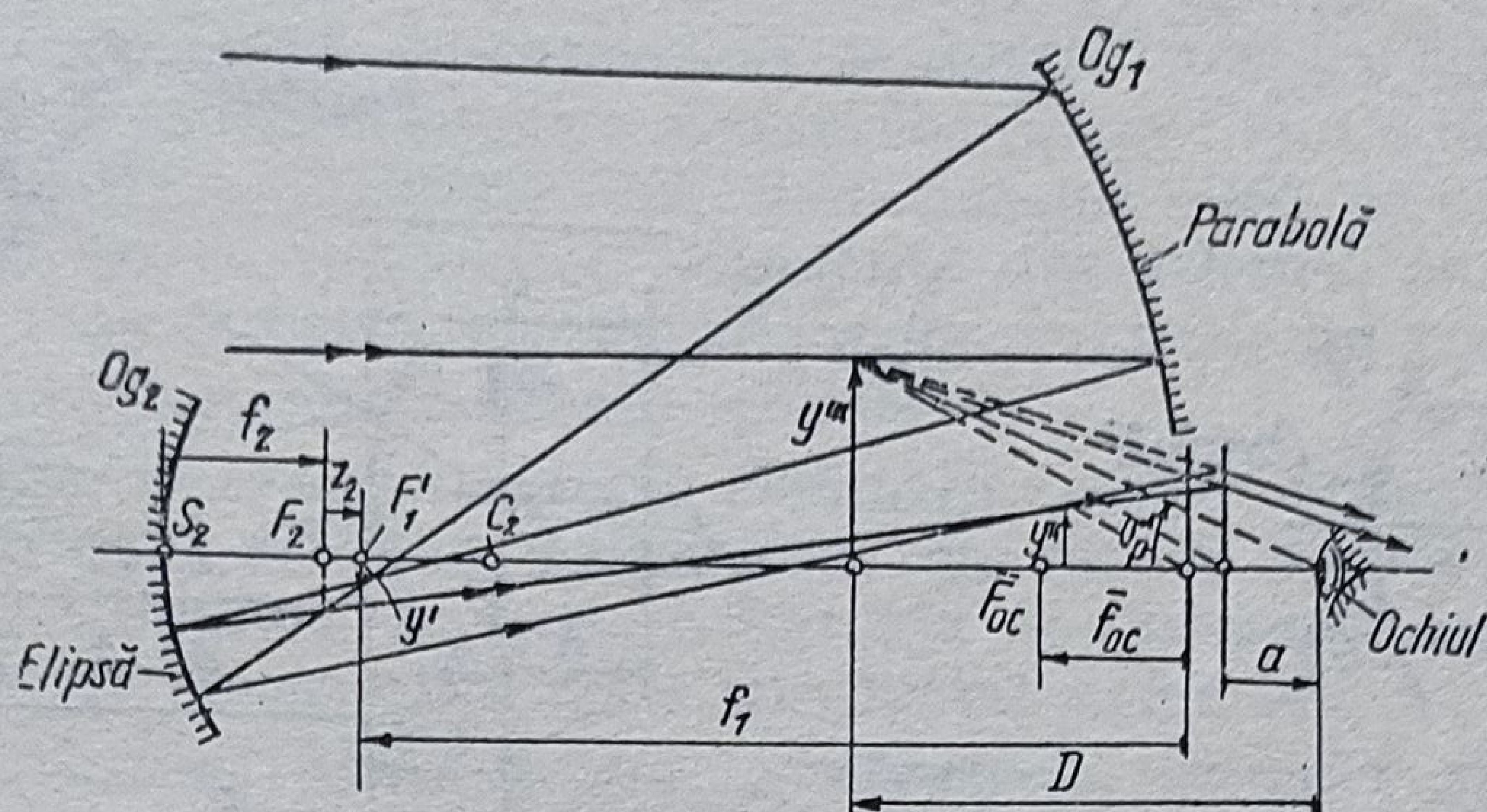



Fig. 6.72. Telescopul Grégory (1663).

fără deviația laterală a fasciculului și observarea dintr-o anumită poziție; 3) necesitatea utilizării suprafețelor asferice.

Avantajele constau în lipsa aberațiilor cromatice și în posibilitatea realizării unor oglinzi cu diametre mari.

Cele mai importante telescoape sînt următoarele:

6.9.4.1. *Telescopul Grégory (savant englez, 1638–1675).* Obiectivul telescopului Grégory (fig. 6.72) este realizat în formă de oglindă concavă parabolică $O_{g1}$, cu focala $f_{ob}$. Oglinda secundară $O_{g2}$, este eliptică și formează imaginea $y_0''$ reală, mărită și inversată. Ea are focala $f_2$. Ocularul, de tip lenticular, cu focala $f'_{oc}$, este situat în deschiderea oglinzii $O_{g1}$. Poziționarea obiectului se efectuează prin deplasarea oglinzii $O_{g2}$. Cîmpul unghiular obiect este $2\sigma_p$. Cu notațiile din fig. 6.72 se pot scrie următoarele relații:

$$y' = f_{ob}\,\mathrm{tg}\,\sigma_p; \quad \sigma'_p = \varphi'_{oc}y'' = \varphi'_{oc}\beta_2 y'; \quad y'' = y'\beta_2;$$

$$\sigma'_p = \varphi'_{oc}\sigma_2 f_{ob}\sigma_p; \quad \Gamma = \sigma'_p/\sigma_p = \varphi'_{oc}\beta_2 f_{ob};$$

$$\varphi'_{oc} = \frac{1}{f_{oc}}\left(1 - \frac{a - f'_{oc}}{D}\right).$$ Pentru $|\beta_2| = \bar{f}_2/z_2$, rezultă

$\Gamma = \dfrac{f_{ob}}{f'_{oc}} \cdot \dfrac{f_2}{z_2}$. Cînd $D = \infty$ se obține grosismentul intrinsec $\Gamma = \dfrac{f'_{ob}}{f'_{oc}} \cdot \dfrac{\bar{f}_2}{z_2}$;

$\beta_2$ fiind negativ, se poate scrie:

$$\Gamma = -\varphi'_{oc}\beta_2 f_{ob} = \frac{f_{ob}}{f'_{oc}}\left(1 - \frac{a - f'_{oc}}{D}\right) \cdot \frac{f_2}{z_2}.$$

Pentru $s = -\infty$ și ochiul normal, imaginea reală $y'$ dată de obiectivul $O_{g1}$ se formează în focarul parabolei, suprapus cu focarul obiect al oglinzii secundare $O_{g2}$. Aceasta formează imaginea $y''$ în focarul oglinzii eliptice, suprapus cu focarul obiect al ocularului.

Imaginea finală este virtuală la infinit.

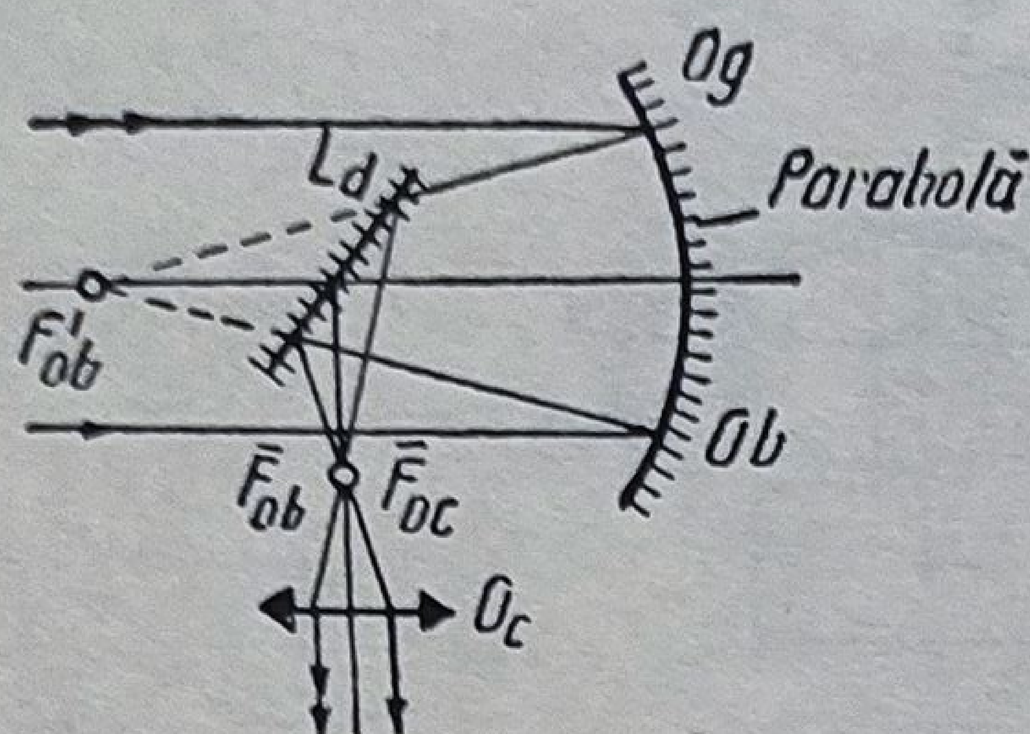



Fig. 6.73. Telescopul Newton (1671).

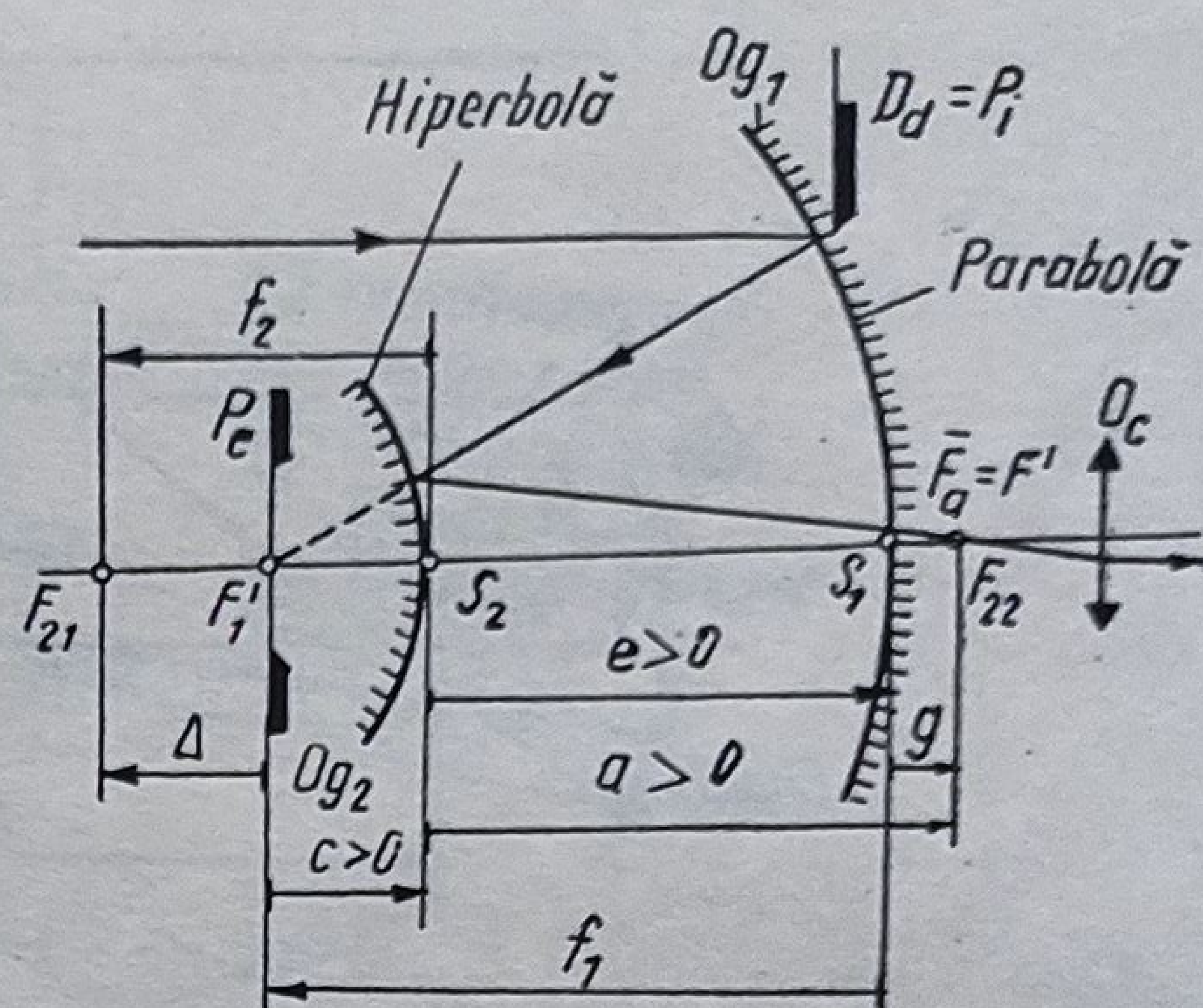



Fig. 6.74. Telescopul Cassegrein.

6.9.4.2. *Telescopul Newton (1671).* Este alcătuit dintr-o oglindă principală parabolică $O_g$ (fig. 6.73), care reprezintă obiectivul, și un ocular lenticular. Obiectivul este perfect stigmatic pentru obiecte situate la infinit, dar nu satisface condiția sinusurilor.

6.9.4.3. *Telescopul Cassegrain (1672)* are obiectivul realizat în formă de reflector paraboloidal $O_{g1}$ al cărui focar coincide cu focarul obiect al oglinzii secundare hiperbolice convexe $O_{g2}$ (fig. 6.74). Aceasta formează imaginea reală în focarul său imagine, suprapus cu focarul obiect al ocularului; imaginea este inversată.

Cu notațiile din fig. 6.74 se pot scrie următoarele relații:

$$f = f_1 f_2/(f_1 + f_2 - e); \quad e = f_2(f_1 - e)/(f_1 + f_2 - e);$$

$$\beta_2 = a/c; \quad f = \beta_2 f_1; \quad f_2 < 0; \quad e = f_1 - c > 0; \quad f = a + \beta e;$$

$$f_1 = a/\beta + c; \quad f_2 = -a/(\beta - 1).$$

Pupila de ieșire $P_e$ se află la distanța $p' = c(1 - g/(f - e))$, după vîrful oglinzii secundare $O_{g2}$. Ea are diametrul $D_2 = D_1 a/(f - a)$. Deplasarea imaginii este $da = m^2[df_1 + (\beta - 1)^2 df_2/\beta^2 - de]$;

$$dg = -(\beta^2 + 1)\, de; \quad df = f\, de/(f_1 + f_2 - e); \quad d\beta = -\beta^2(\beta - 1)\, de/a.$$

Așadar, oglinda secundară $O_{g2}$ și imaginea se deplasează în același sens.

Intervalul optic este $\Delta = e - (f_1 + f_2) = a/\beta(\beta - 1) > 0$; $df/f = -d\Delta/\Delta$. Se elimină vignetarea dacă $g = 0$ și deci $D_2 = (D_1 + 2\sigma_p f)/(m + 1)$. În general, $D_2 = aD_1/f + 2e\sigma_p$.

Funcție de fenomenul de difracție, toleranța Strehl este:

$$|de| \leq \frac{128N^4\lambda}{\beta^2(\beta^2 - 1)}; \quad |dg| \leq 0{,}008 N^2 N^2_{prim};$$

$N = f/D$. Dacă oglinda are o descentrare $\delta$, imaginea $y'$ variază cu $\Delta y' = -\delta(\beta - 1)$ și aberația de coma este $C_\delta = 3\,\delta\beta(\beta^2 - 1)/16N^2$.

Se observă că toate cele trei telescoape au oglinda principală (obiectivul) realizat în formă de parabaloid de rotație. Această oglindă este stigmatică, dar nu satisface condiția sinusurilor (v. §4.1.6). Ca urmare, cele trei telescoape au cîmp unghiular mic, cîmp imagine curb, se execută cu mari dificultăți, deoarece suprafețele reflectante sînt asferice, au fasciculul diafragmat în zona centrală, au lungime mare, iar unele nu permit cercetarea vizuală, fiind necesare construcții speciale.

Cercetările efectuate în scopul eliminării acestor neajunsuri s-au soldat cu un număr mare de soluții remarcabile, din care se reproduc în continuare doar cîteva. Utilitatea acestora a fost atît de însemnată încît telescoapele originale dotate cu aceste sisteme au căpătat nume noi.

6.9.4.4. *Sisteme optice pentru compensarea aberației sferice.* a. *Lama Schmidt.* În anul 1930, Bernhard Schmidt a înlocuit oglinda parabolică cu una sferică, care putea fi realizată mai ușor. Pentru a se realiza stigmatismul, B. Schmidt a conceput o lamă cu grosime variabilă, care compensează aberațiile de sfericitate ale oglinzii obiectiv concave sferice, pe care a introdus-o cu suprafața de emergență în centrul de curbură al oglinzii (fig. 6.75, *a*). Totodată, în același plan, el a montat diafragma de deschidere și deci a eliminat aberațiile de coma și de astigmatism, fără modificarea distanței focale (v. §. 4.1.5). Lama, cu grosimea $g$ dependentă de înălțimea de incidența $H$, produce o întîrziere $V = (n-1)\,g$, care reprezintă aberația de undă a aberației sferice:

$V = H^4/32f^3 + \Delta\cdot H^2/2f^2$. Prin urmare, $g = V/(n-1) + g(0)$, adică $g = (H^4/32f^3 + \Delta\cdot H^2/2f^2)/(n-1) + g(0)$, în care $\Delta$ reprezintă distanța de la centrul sferei de referință pînă la centrul imaginii Gaussiene. În locul

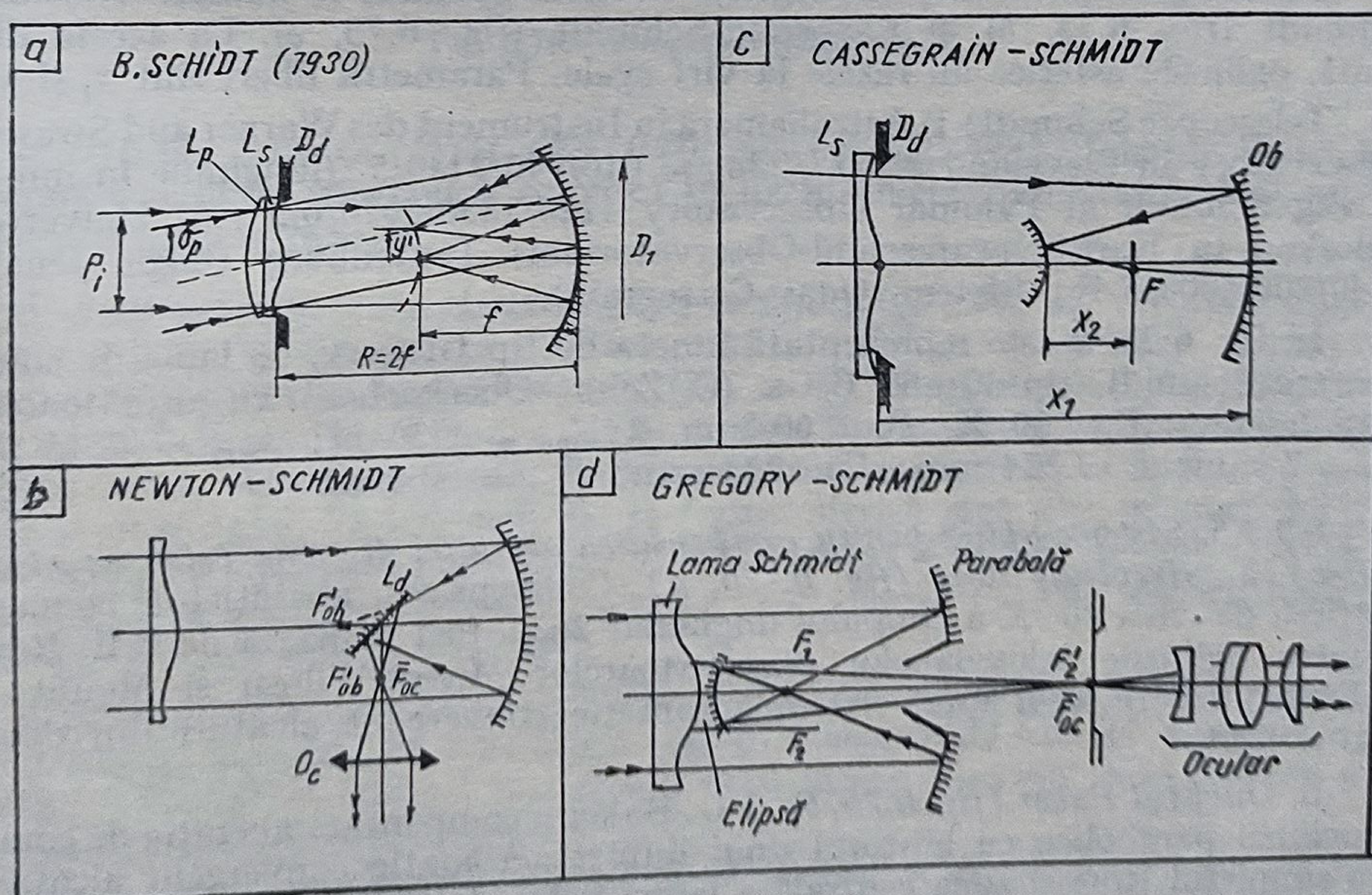



Fig. 6.75. Telescoape cu lamă Schmidt.

acestei mărimi se poate introduce o constantă $a$ a profilului: $a = -16f\Delta/H^2_{max}$. Notînd $H/H_{max} = u$, se poate scrie: $g(H) = \frac{1}{512} \cdot \frac{1}{n-1} \cdot \frac{P_i}{N^3}(u^4 - au^2) + g(0)$.

(Exemplu: $n = 1{,}5$, $N = 3$, $P_i = 100$ cm $\rightarrow g(H) - g(0) = 0{,}08$ mm).

Se mai poate scrie: $2y'/P_i \approx 2N\sigma_p/57$ ($2\sigma_p$ fiind cîmpul unghiular în grade). Pentru a se evita vignetarea, trebuie ca diametrul oglinzii principale să fie $D_1 = P_i\left(1 + 2 \cdot \frac{2y'}{P_i}\right) \approx 1{,}5P_i$. Vignetarea nu apare dacă oglinda și lama au același diametru $P_i = D_1 = D_a + 2\ y'$.

Deformînd placa fotosensibilă (pentru $f < 500$ mm) sau montînd o lentilă convex plană $L_P$ în fața plăcii fotosensibile, cu raza de curbură $R_1 = \frac{n-1}{n} \cdot f$ (după metoda indicată de Piazzi în 1874) sau un plan-concavă lîngă suprafața imagine, se planează cîmpul imagine (suprafața sferică cu raza $f$ și convexitatea orientată spre oglindă) situat la distanța $f$ față de oglindă.

Se poate scrie: $\mathcal{B} = 0$; $\varepsilon = 0 \rightarrow hkQ = P$; $h' = 1$; $Q = \varphi^3/4$ și $P = -\varphi^2/2$; $k = p = -2/\varphi = +r$. Coeficientul de astigmatism este $A = h^2k^2\left[Q^2\Delta\left(\frac{\xi}{n}\right) + \frac{\varepsilon\Delta n}{r^3}\right] + 2hkQ^{*2}\Delta\left(\frac{\xi}{n}\right) + \varphi + h'^2p'^2Q - 2h'k'P + \varphi'$. Pentru lama de corecție: $h = 1$, $k = 0$, $Q = 0$, $\varepsilon/r^3 = 0$ ($r = \infty$), $\varphi = 0$, iar pentru oglinda sferică concavă: $h' = 1$; $k' = -(r) = -2/\varphi'$; $Q = \varphi'^3/4$; $P = -\varphi'^2/2$. Cu acestea, coeficientul $A = \varphi' - 2\varphi' + \varphi' = 0$ și deci astigmatismul este nul.

Telescoapele Newton și Cassegrain cu lama Schmidt se numesc Newton-Schmidt (fig. 6.75, *b*) și Casegrain-Schmidt (fig. 6.75, *c*). La acesta din urmă, oglinzile asferice au razele la vîrf egale. Parametrii liberi sînt $x_1$ și $x_2$.

Telescopae Schmidt: 1) Astrokamera în Instrument des Warner and Swasey Observatory in Cleveland $P_i/D_1/f'/2\sigma_p = 610/910/2140/5°$ (lungimile în mm); 2) Big Schmidt al Palomar Observatory 1220/1830/3070/6,5°; 3) Universal Teleskop in Karl-Schwarzschild-Observatoriums Tautenburg (lîngă Jena): 1340/200/4000/3,4° (sistem Quasi-Cassegrain).

În fig. 6.75, *d* este reprezentată luneta de tip Gregory, cu lama de compensare Schmidt, tip 30×60 B/Ga (C. Zeiss—Oberkochen) cu următoarele caracteristici: $\Gamma = 30$ X, $P_i = 60$ mm, $2y_{1000\ \mathrm{m}} = 36$ m; $s_{min} = -15$ m, $P_e = 2$ mm; $L = 224$ mm; $L = 224$ mm; $\Phi_{ext} = 80$ mm.

6.9.4.5. *Sisteme optice pentru compensarea aberației de coma (sisteme aplanetice)*. a. *Simpletul Ross (fig. 6. 76, a)*. Compensarea aberației de coma și mărirea de circa 10 X a cîmpului unghiular $2\sigma_p$ a fost realizată de F.E. Ross (pentru oglinzile telescoapelor observatoarelor Mount-Wilson și Mount — Palomar) cu ajutorul unui sistem acromatic convergent alcătuit din două lentile lipite.

b. *Dubletul Baker (fig. 6.76, b)*. J.G. Baker a compensat aberația de coma a oglinzii parabolice cu ajutorul unui dublet acromatic convergent alcătuit din simpletul Ross și zona centrală a lamei Schmidt (care acționează convergent) $s = (1/5 \ldots 1/6)\ f$.

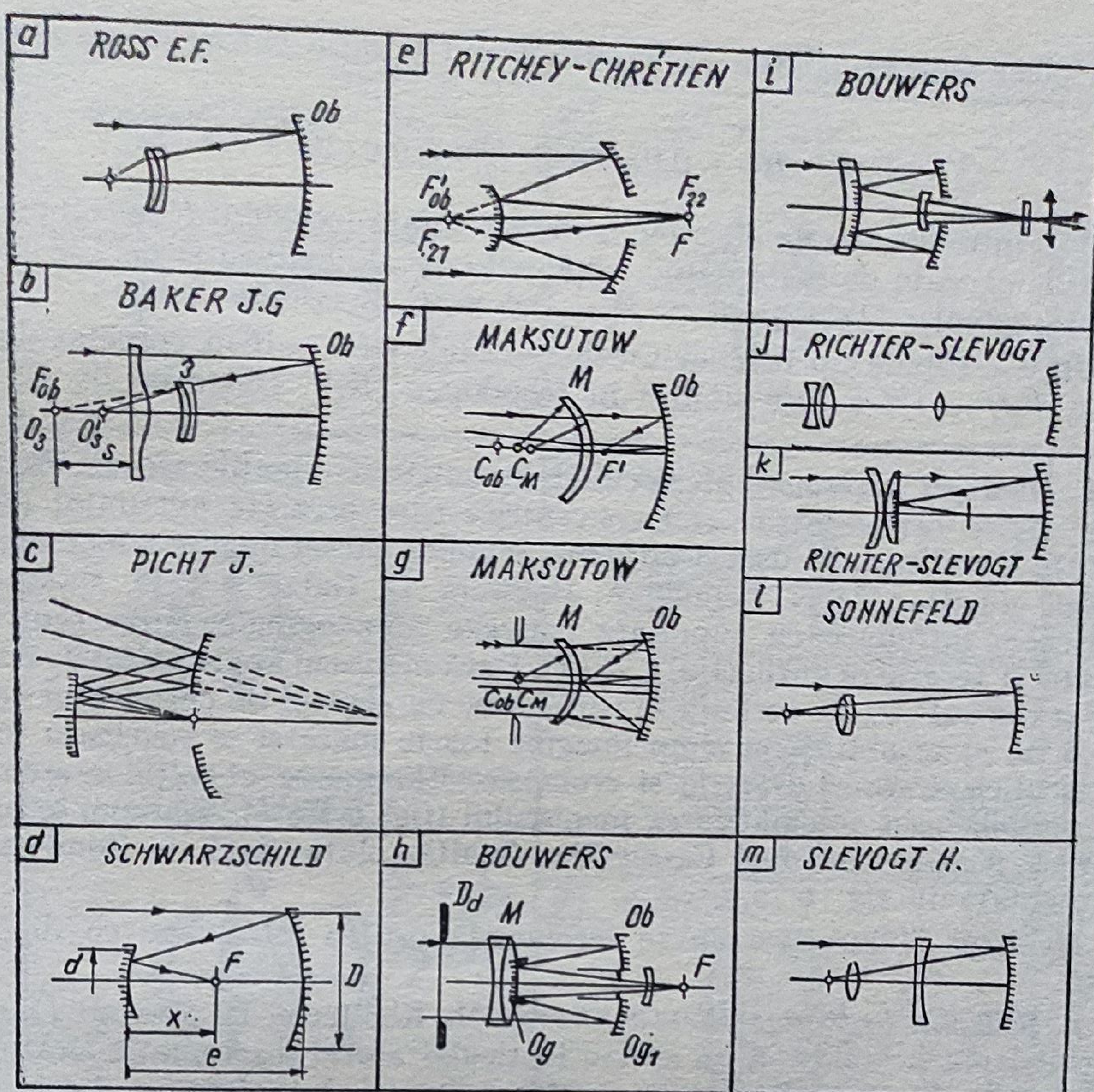



Fig. 6.76. Telescoape aplanetice.

c. *Oglinda convexă Picht (fig. 6.76, c)*. În anul 1951, Johanes Picht a introdus o oglindă parabolică convexă în locul obiectivului reușind să realizeze și scurtarea lunetei.

d. *Sistemul reflectant aplanetic Schwarzschild (fig. 6.76, d)*. În anul 1905, Schwarzschild a descris un sistem realizat două din oglinzi concave caracterizat prin cîmp unghiular mare ($2\sigma_p \approx 4°$), cîmp imagine plan, deschidere relativă mare ($\Omega = P_i/f = 1/3{,}5$) și deci luminozitate mare precum și lungime mică. Acesta prezintă două neajunsuri esențiale: 1) imaginea nu poate fi observată; 2) abaterile de la forma sferică sînt atît de mari încît oglinzile nu pot fi realizate. Pentru $f = 1$ rezultă: $d = 1/6$; $D = 1/3$; $\Omega = 1/1{,}5$; $e = 1{,}25$; $r_1 = -5$; $r_2 = -1{,}67$; $\varepsilon_1 = -13{,}5$ (hiperboloid); $\varepsilon_2 = +1{,}97$ (elipsoid); $x' = 0{,}5$.

e. *Sistemul reflectant Ritchey-Chrétien (fig. 6.76, e)*. În anul 1922 H. Chrétien a modificat curburile celor două oglinzi concave ale lunetei Cassegrain, obținînd o lunetă de trei ori mai scurtă decît luneta Newton. Acest sistem a fost realizat de G. W. Ritchey.

Exemplu de realizare: $f' = 15{,}625$ m, $D = 2{,}5$ m, $d = 0{,}75$ m, $\Omega = 1{,}65$, $e = 4{,}286$ *m*, $r_1 = -12{,}5$ m, $r_2 = +6{,}555$ m; $x' - e = 0{,}625$ m

(de la placa foto la oglinda *1*). Pentru $f = 1$ ecuația curbei oglinzii obiectiv este:

$$X = 0{,}625\ H^2 + 0{,}0358073\ H^4 + 0{,}022815\ H^6\ [10].$$

Prin introducerea unui sistem acromat în fața focarului $F$ se compensează aberațiile cauzate de deformațiile suplimentare ale oglinzii și deci se mărește cîmpul unghiular (Telescopul cu $P_i = 3{,}5$ m, C. Zeiss Oberkochen).

Un telescop de tip Ritchey-Crétien—Coudé cu $f = 16$ m, corectat de coma pentru $P_i/f = 1/8$ a fost montat în Rhodopen (R.P. Bulgaria) de C. Zeiss-Jena.

f. *Meniscul Maksutow*. Meniscul Maksutow este o lentilă afocală cu suprafețele sferice neconcentrice sau concentrice care prezintă avantajul esențial că poate fi realizat mai ușor decît lama Schmidt. Acest menisc a fost conceput aproape simultan de K. Pennig, A. Bouwers, D. Gabor și D.D. Makusutow. Meniscul se introduce cu suprafața convexă spre oglindă, între centrul de curbură și focarul oglinzii. (fig. 6.76, *f*). Dacă meniscul are suprafețele concentrice și centrul său de curbură se suprapune cu centrul de curbură al oglinzii (fig. 6.76, *g*) se obține un cîmp imagine foarte mare și se scurtează luneta, dar insuficient corectat sferic și cromatic. Eliminarea aberațiilor cromatice este posibilă prin acromatizarea meniscului (fig. 6.76, *h*), așa cum a indicat Bouwers pentru telescopul Cassegrain. O altă soluție dată de Bouwers este reprezentată în fig. 6.76, *i*.

Meniscul Makusutow nu se recomandă pentru telescoape cu diametru mare.

g. *Sistemul lenticular Richter-Slevogt*. M. Richter și H. Slevogt (1941) au înlocuit lama Schmidt cu un sistem lenticular afocal și acromatic alcătuit din două lentile (fig. 6.76, *j*). Pentru scurtarea lunetei, suprafața nr. 4 este plană și metalizată în zona centrală (fig. 6.76, *k*).

h. *Sistemul lenticular Sonnefeld*. Arnold Sonnefeld (1935) a introdus un dublet lipit acromatic în apropierea suprafeței imagine, (fig. 6.76, *l*).

j. *Meniscul divergent Slevogt (fig. 6.76, m)*. H. Slevogt a introdus în schema telescopului un menisc divergent cu suprafețe sferice, care este străbătut de două ori de fasciculul luminos.

6.9.4.6. *Sisteme pentru cîmpuri unghiulare mari (Super—Schmidt)*. Pentru mărirea cîmpului unghiular au fost introduse sisteme alcătuite din lame Schmidt și meniscuri Maksutow.

a. *Lama Schmidt și meniscul Maksutow* (fig. 6.77, *a*). A fost descris în 1945 de J. Bouwers și Nawkins și Linfoot. Lama Schmidt este deformată puțin, lungimea este mare ca la sistemul Schmidt, dar cîmpul unghiular obiect $2\sigma_p$ este mai mare.

b. *Sistemul lenticular Wynne (fig. 6.77, b)*. C. W. Wynne (1947) a descris un sistem lenticular alcătuit din două meniscuri concentrice față de diafragma de deschidere.

c. *Sistemul Backer (fig. 6.77, c)*. J.G. Backer și Whipple au conceput un sistem alcătuit din două meniscuri concentrice și o lamă Schmidt lîngă diafragma de deschidere. Pentru $\Omega = P_i/f' = 1/0{,}67$ se obține $2\sigma'_p = 52°$.

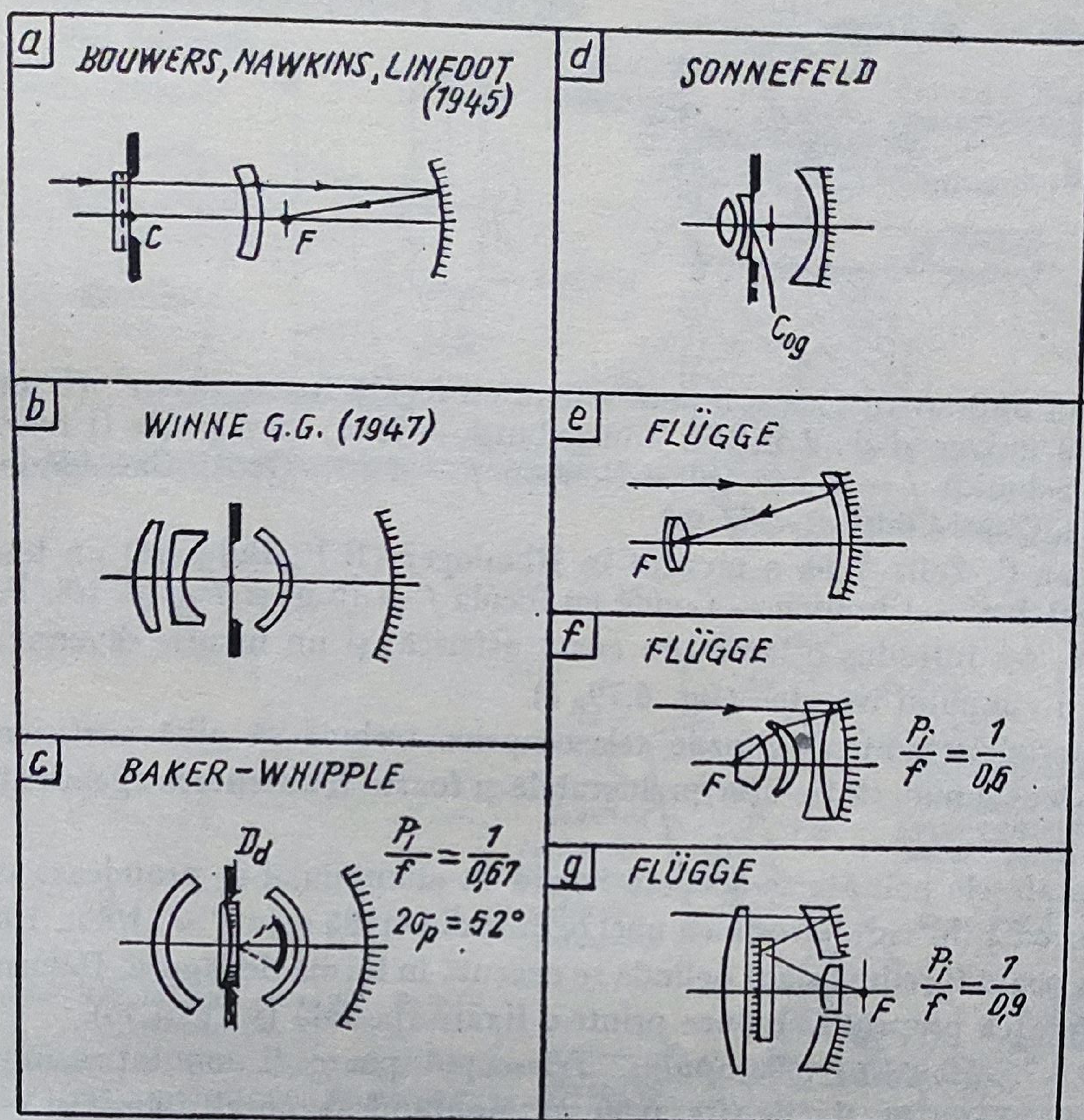



Fig. 6.77. Telescoape cu cîmpuri unghiulare mari (Super-Schmidt).

Sistemele Super-Schmidt se folosesc pentru camerele spectrografelor și în lunetele de observare a sateliților.

d. *Tripletul Sonnefeld* (fig. 6.77, *d*). În anul 1930, A. Sonnefeld a conceput un triplet alcătuit dintr-un dublet situat în locul lamei Schmidt și o lentilă Mangin, toate suprafețele fiind sferice. În acest mod s-a realizat o deschidere relativă $\Omega = P_i/f = 1/0,5$. Suprafața cu raza $r_4$ se află în centrul de curbură al oglinzii, suprapus cu centrul diafragmei de deschidere. Pentru deschideri relative mici, oglinda Mangin poate fi înlocuită cu o oglindă sferică. Rezultă sistemul Richter — Slevogt.

e. *Sistemul Flügge* (fig. 6.77, *e*, *f*, *g*). În 1941, Flügge a conceput sistemele din figură care conțin oglinzi Mangin. S-au obținut deschideri relative deosebit de mari și lungimi mici cu suprafețe sferice.

f. *Sisteme pentru eliminarea obturării fasciculului*. În fig. 6.78 este reprezentată schema Branchy, care elimină obturarea centrală a fascisculului. Pentru eliminarea parțială a aberațiilor extraaxiale se înclină ambele oglinzi.

g. *Sisteme pentru observarea imaginii (sisteme Coudé)*. Pentru observarea imaginii precum și la spectrografele staționare este avantajoasă Schema Cassegrain, — Coudé (fig. 6.79, *a*). Acest telescop are scheme Cassegrain, dar la intersecția axei polare cu axa de declinație s-a introdus o oglindă

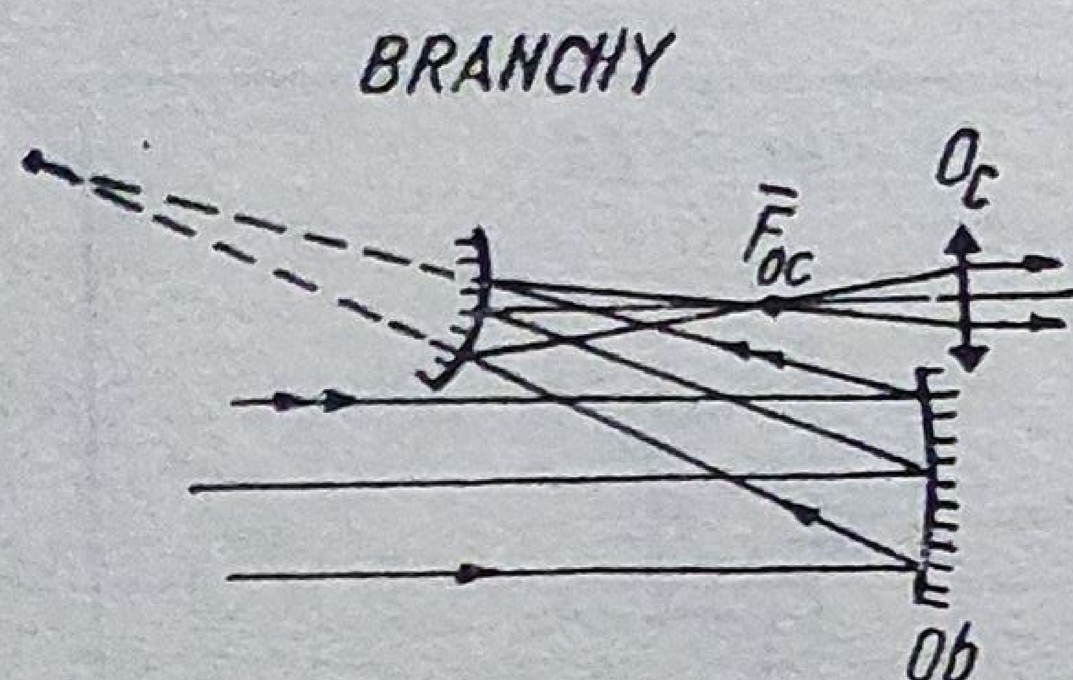


Fig. 6.78. Telescop cu fascicul neobturat.

plană. S-a obținut în plus o lunetă scurtă cu focală foarte mare. (Exemple: telescopul universal de 2 m din Tautenburg — Jena, care poate fi folosit ca sistem: Schmidt $f = 4$ m; Quasi-Newton $f = 4$ m; Quasi Gassegrain $f = 20$ m; Quasi-Coud. $f = 92$ m).

Firma C. Zeiss-Jena a montat în Rhodopen (R.P. Bulgaria) un telescop de tip Ritchey — Chrétien — Coudé cu focala $f = 16$ m și $P_i/f = 1/8$. Pentru corectare, s-a introdus o lamă din cuarț asferică și un menisc divergent de planare a cîmpului imagine (fig. 6.79, *b*).

Materialele pentru oglinzile telescoapelor trebuie să aibă coeficient de dilatare foarte mic, să fie ușor prelucrabile și foarte rezistente la agenții atmosferici.

Suprafețele polisate se acoperă în vid cu aluminiu și se protejează cu un strat de cuarț (în vid). Grosimea unei oglinzi din sticlă este $d = (1/8 \ldots 1/6)\ P_t$. Aceasta poate fi redusă dacă oglinda se execută în formă de fagure. Deformația sub greutatea proprie se reduce printr-o fixare specială (v. §4.1.16).

6.9.4.7. *Montajul telescopului*. Telescopul poate fi montat azimutal (fig. 6.80, *a*) sau paralactic (fig. 6.80, *b*). Montajul azimutal, folosit și pentru lunete mici și teodolite, prezintă avantajul unei ușoare echilibrări, dar coordonatele astronomice se obțin indirect. Montajul paralactic (ecuatorial) este caracterizat prin *axa orară*, (axa de ascensiune dreaptă) paralelă cu axa de rotație a Pămîntului și *axa de declinație*, perpendiculară pe axa orară. Acest montaj

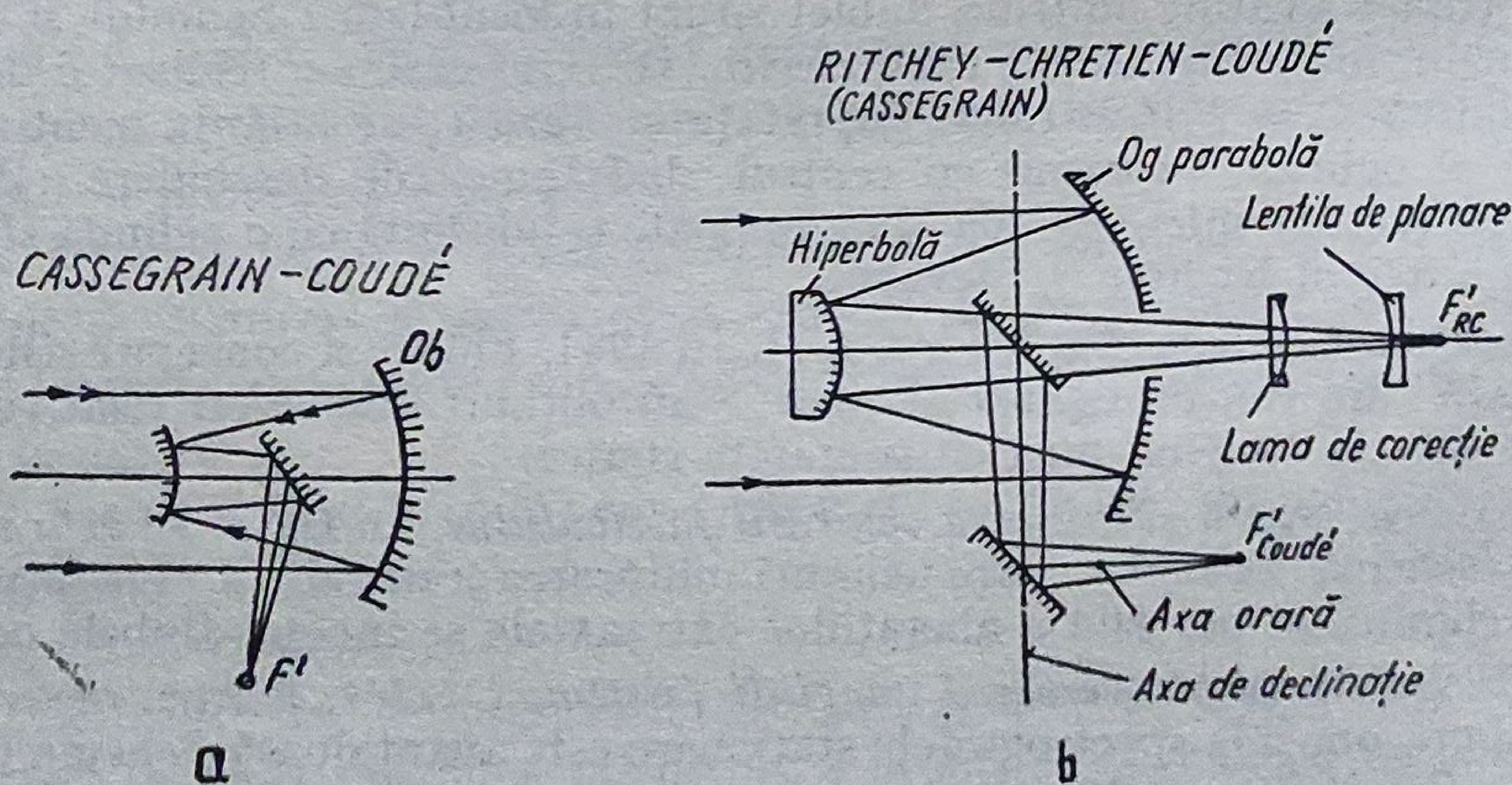
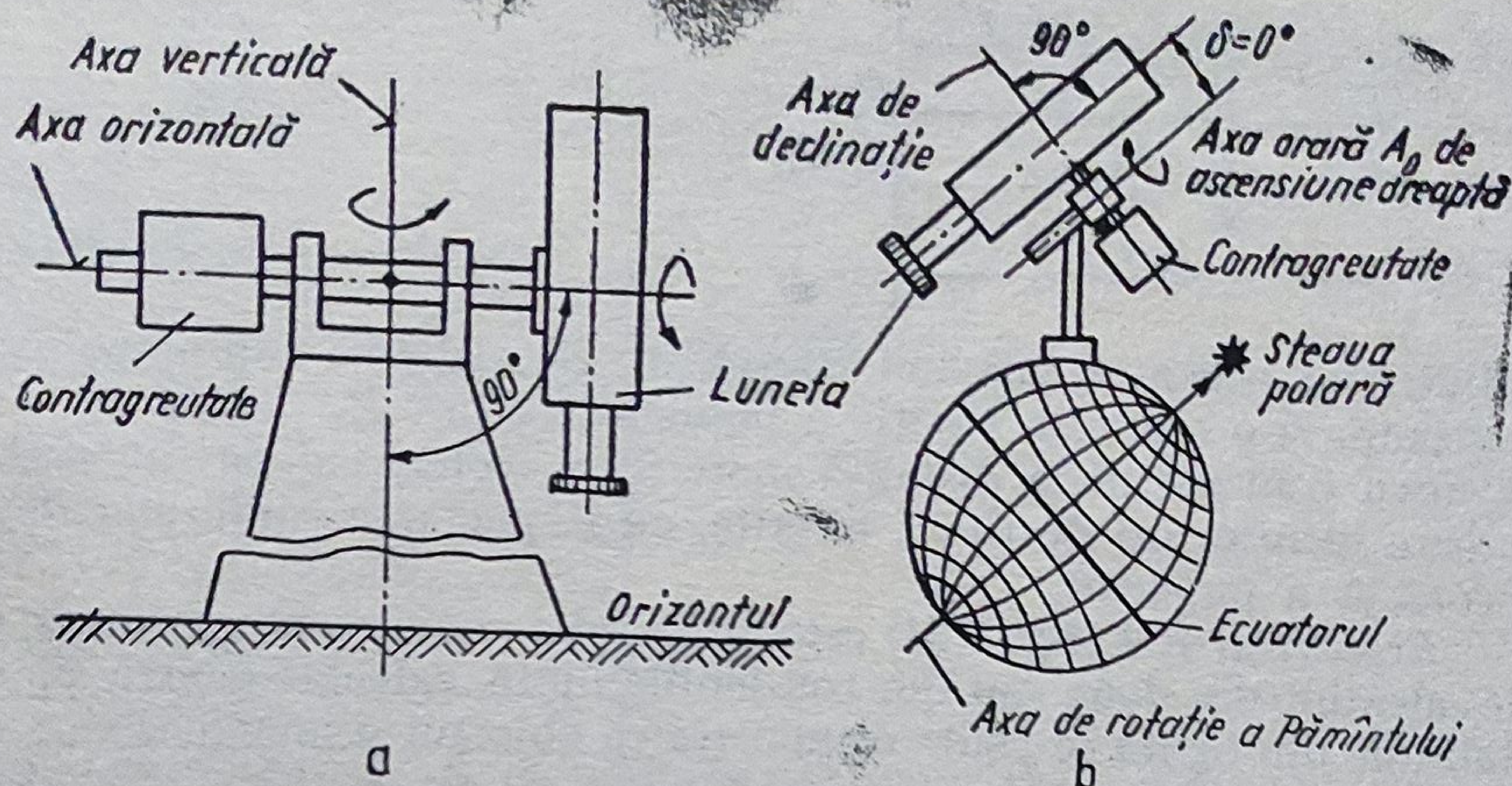


Fig. 6.79. Telescop Coudé și universale.



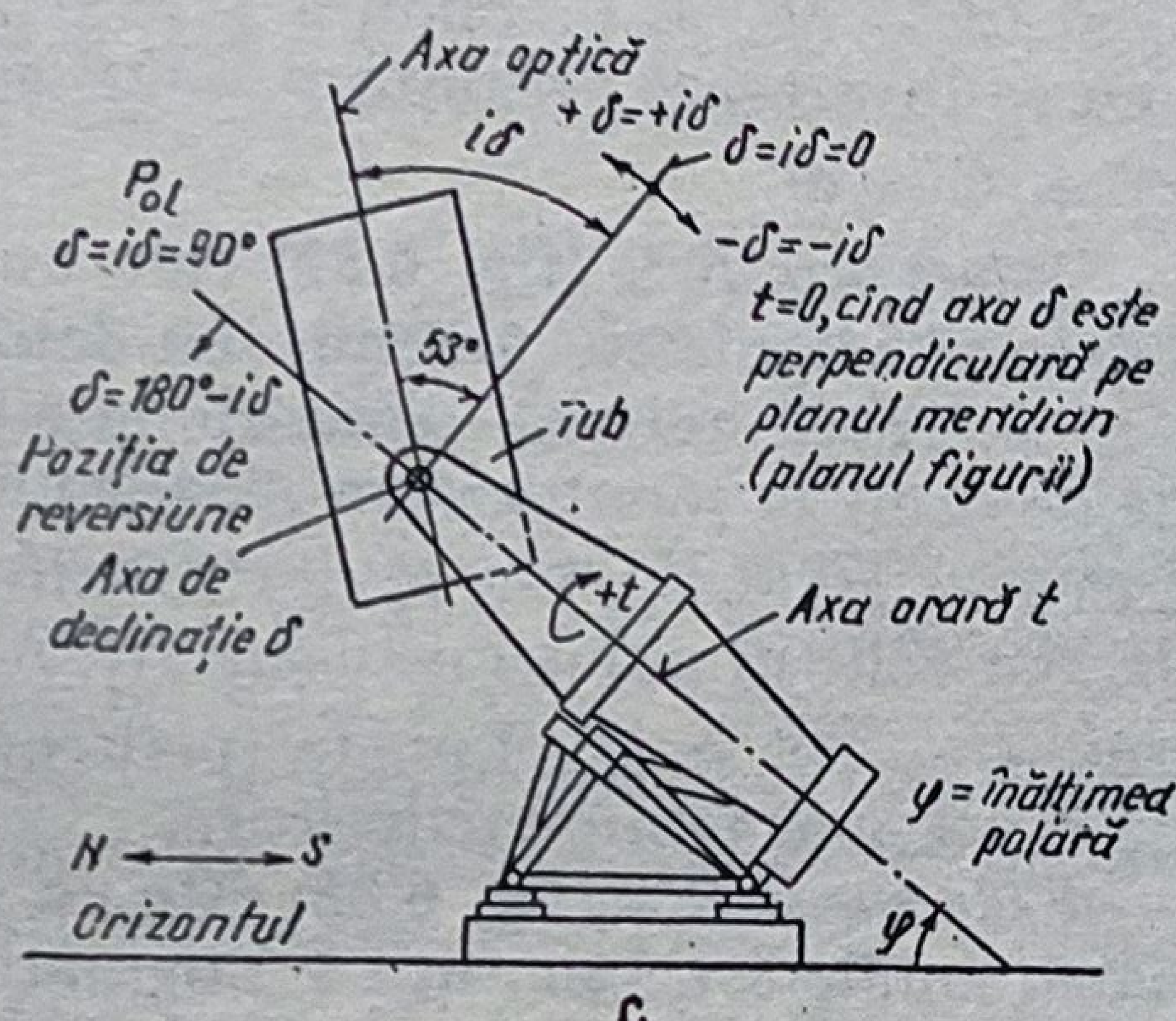




Fig. 6.80. Scheme de montare pentru telescoape.
*a* — azimutal; *b* — paralactic; *H, C* — paralactic cu coordonatele astronomice $t = 0$ și $\delta = 53°$.

prezintă avantajul că unghiul orar $t$ și declinația $\delta$ se obțin fără transformări de coordonate și de aceea se preferă pentru lunete astronomice.

Montajul paralactic a fost realizat în diferite variante constructive: Fraunhofer, Repsold, Perkins, în ramă și în furcă (fig. 6.80, *c*).

### 6.9.5. Lunete terestre

Pentru observații terestre se poate folosi luneta Galilei. Dacă servește și pentru măsurări ori trebuie să aibă grosiment mare, luneta trebuie să fie tip Kepler, prevăzută cu un sistem optic de redresare a imaginii. Redresarea se poate realiza cu sisteme alcătuite din lentile, prisme sau oglinzi.

6.9.5.1. *Lunete terestre cu redresoare lenticulare.* a. *Redresoare lenticulare.* Redresorul lenticular este un sistem optic care realizează inversarea și transportul imaginii. Acesta trebuie să satisfacă următoarele condiții:

— să realizeze mărirea transversală $\beta'_R$ impusă (de regulă $\beta'_R = -1$); să aibă lungimea impusă prin construcția lunetei (eventual minimă sau maximă posibilă); să aibă cîmpurile liniare și unghiulare obiect egale cu cîmpurile imagine ale obiectivului lunetei; să compenseze aberațiile obiectivului ori să

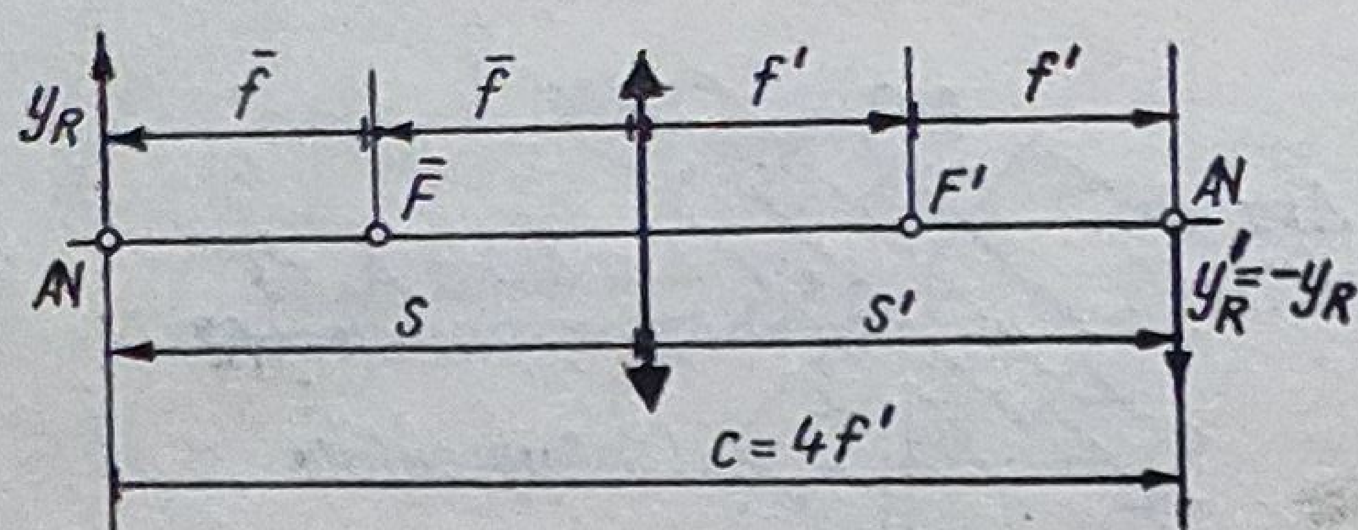


Fig. 6.81. Redresorul de tip simplet.

nu influențeze calitatea imaginii transmise; să realizeze suprapunerea pupilelor precum și o anumită poziție a pupilei de ieșire $P_e$.

Pentru transportul la distanță mare se conectează două sau mai multe redresoare identice ori de tipuri diferite, cu respectarea condițiilor de conectare corectă a pupilelor.

— *Redresorul R 1* (fig. 6.81) este un simplet convergent acromatic și stigmatic, alcătuit din două sau din trei lentile lipite, calculat pentru $\beta'_R = -1$. Cu notațiile din figură se poate demonstra că obiectul și imaginea sînt situate în planele antinodale: $1/s' - 1/s = 1/f'$; $c = s' - s = s'^2(s' - f')$; $dc/ds' = 0 \rightarrow s'\ (s' - 2f') = 0$. Soluția $s' = 0$ nu este convenabilă, deoarece imaginea nu se inversează; rezultă $s' = 2f'$ și deci lungimea minimă a sistemului este $\overline{00'} = C = 4f'$.

— *Redresorul R 2* (fig. 6.82) este un sistem optic centrat de tip dublet acromatic și stigmatic, alcătuit din două simplete identice, calculate pentru $s = -\infty$ și situate reflex — simetric față de diafragma $D_c$ situată la $e/2$. Diafragma de cîmp se montează în planul ultimei imagini reale $y'_R = y_{0c}$. Se observă că $e = \overline{H'_1H_2} = f'_1 = f'_2 = f'$. Centrul pupilei de intrare a redresorului este $H_2$, iar centrul pupilei de ieșire $H'_1$. Așadar, sistemul $R2$ este cel mai scurt redresor: $C = \overline{00'} = 3f'$. Luneta (periscopul) poate fi lungită prin conectarea a două sau a mai multor redresoare.

— *Redresorul R 3* (fig. 6.83) este un sistem afocal, de tip dublet, alcătuit din două simplete acromatice și stigmatice identice, situate simetric față de diafragma de deschidere $D_a$, la distanța $e = \overline{H'_1H_2} = 2f'$. Lungimea sistemului este $C = 4f'$. Cînd $s$ crește între 0 și $2f'$, abscisa $s'_2$ scade de la $2f'$ la 0. Dacă $y_R$ crește ori scade cu $\Delta y_R$, imaginea sa scade sau crește cu $\Delta y'_R = -\Delta y_R$. Diametrul diafragmei de deschidere $D_a = y'_1 = 2f'$ tg $\sigma_p$. Diametrele celor două simplete: $D_1 = D_2 = D = 2y_R + 2f'$ tg $\sigma_p$. Conectînd două redresoare, se dublează lungimea aparatului.

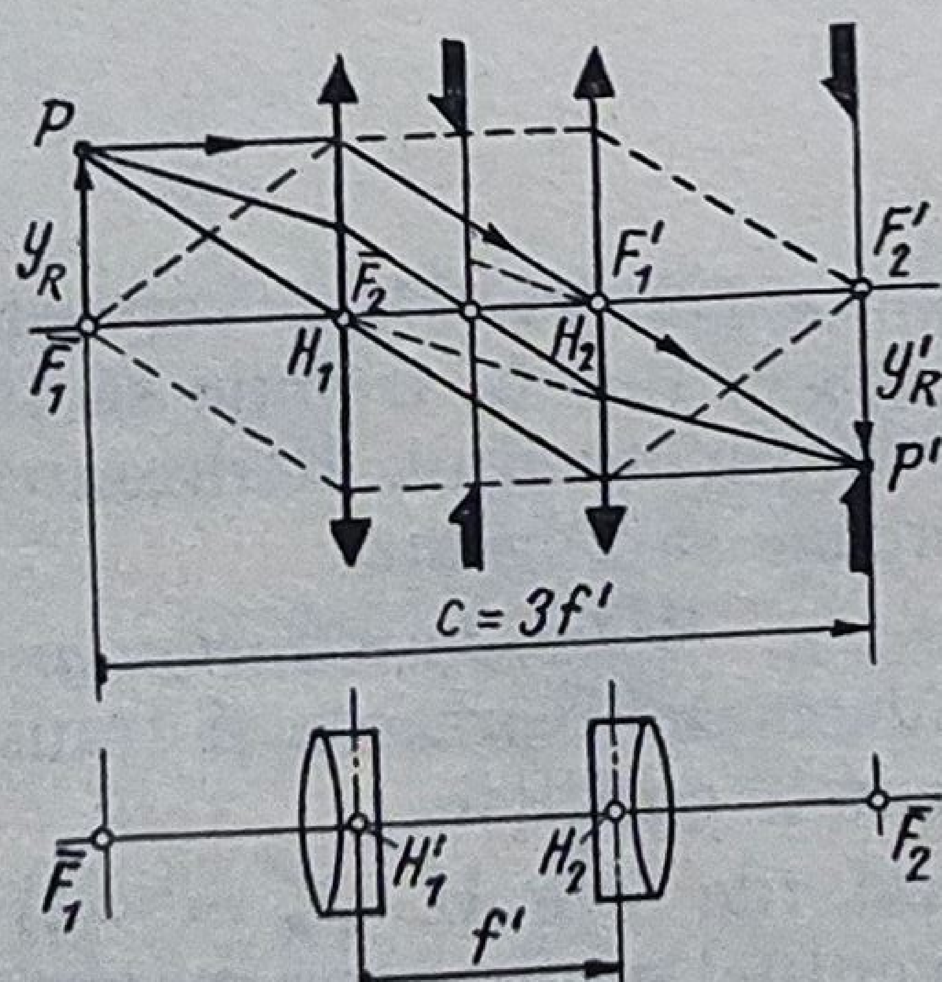




Fig. 6.82. Redresorul de tip dublet.

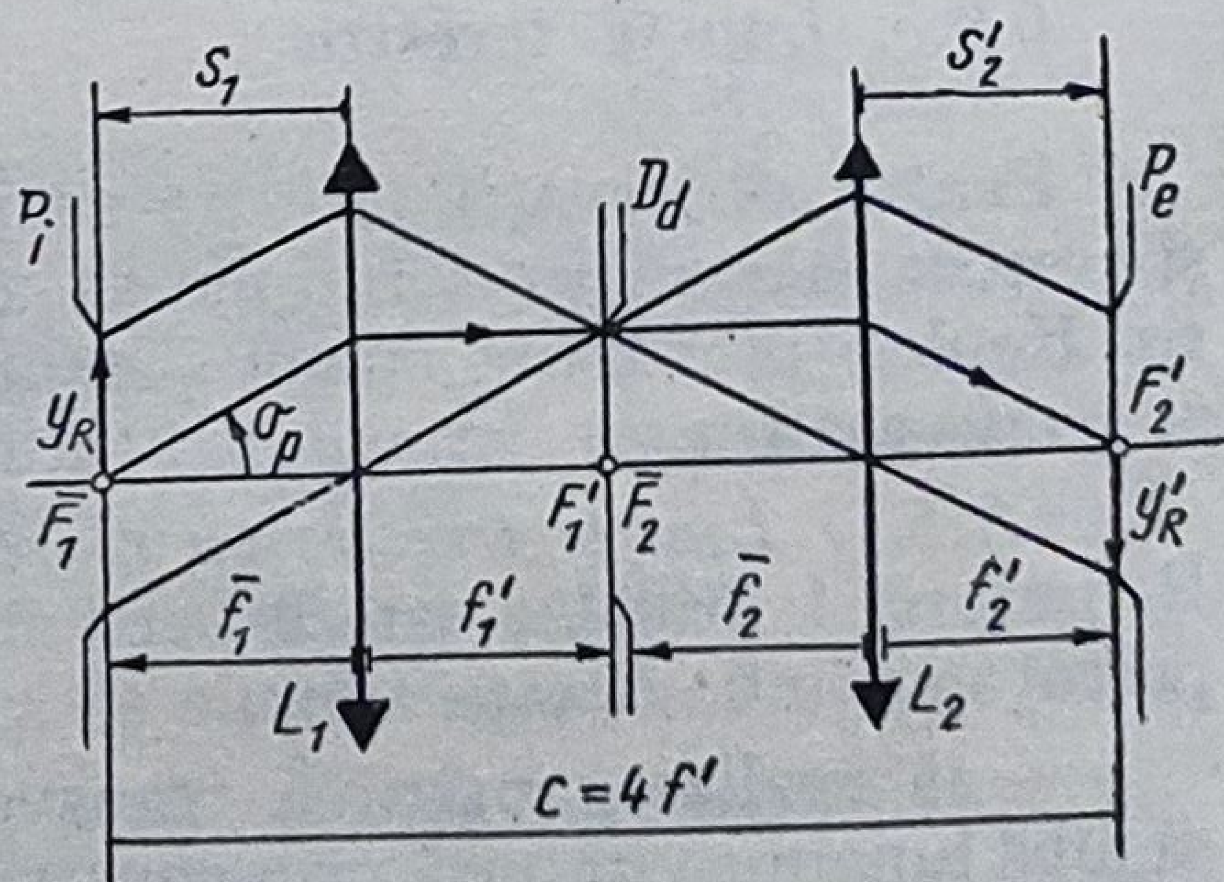




Fig. 6.83. Redresorul de tip dublet afocal.

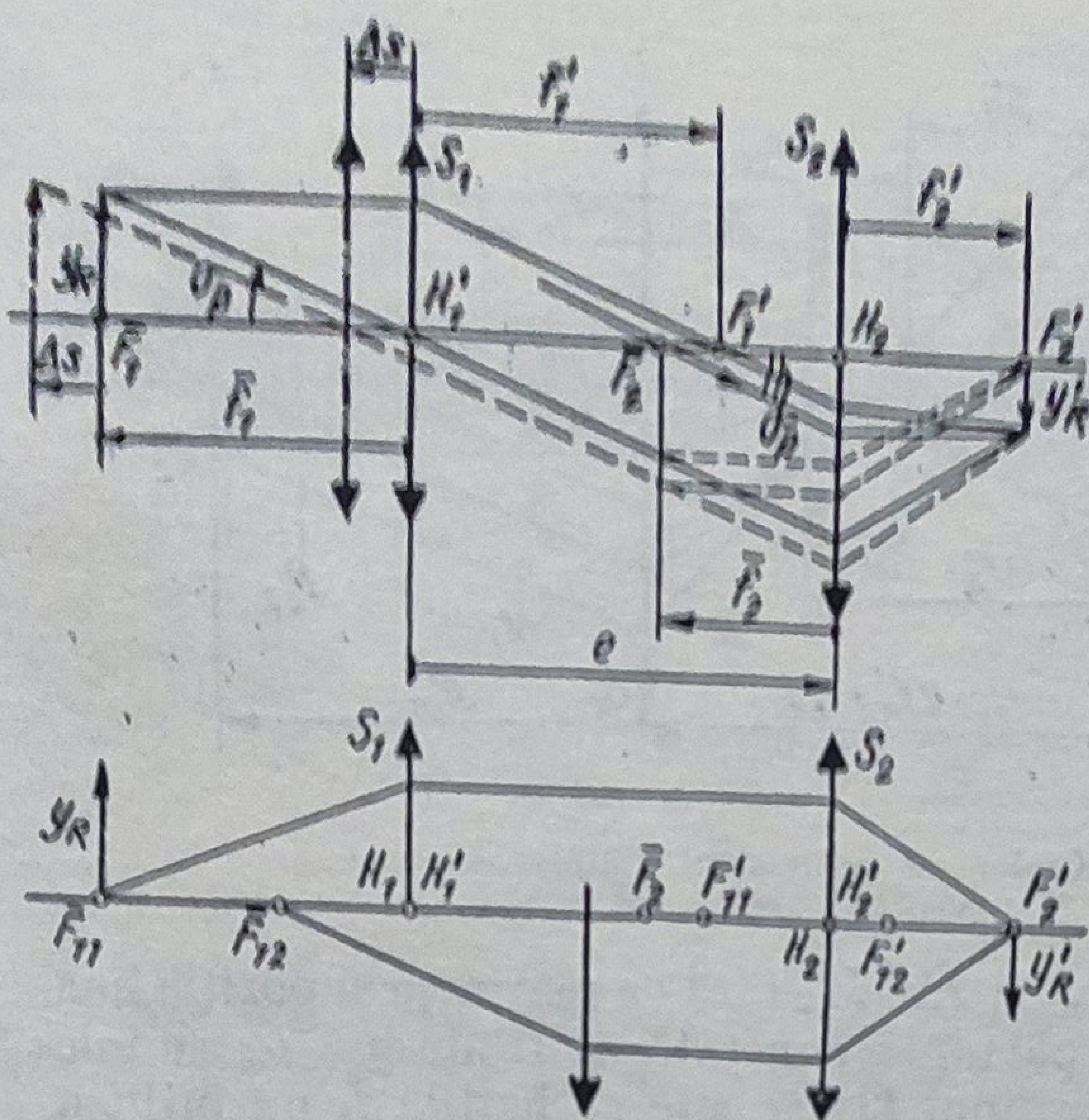



Fig. 6.84. Redresorul cu intervalul $e = H_1H_2$ variabil.

— *Redresorul R 4* (fig. 6.84) este un ansamblu alcătuit din două simplete: unul $S_1$ mobil şi altul $S_2$ fix. Obiectul $y_R$ (imaginea $y'_{0b}$ dată de obiectiv) se află situat permanent în focarul $\bar{F}_1$, iar imaginea sa $y'_R = -y_R = y_{0c}$ se formează mereu în planul focal imagine $F'_2$ al sistemului $S_2$, plan în care se montează şi reticulul lunetei, limitat de diafragma de cîmp $D_C$. Cu notaţiile din figură pot fi scrise următoarele relaţii evidente: $y'_R = f'_2 \operatorname{tg} \sigma_p$; $\operatorname{tg} \sigma_p = y_R/f'_1$; $\beta'_R = y'_R/y_R = f'_2 \operatorname{tg} \sigma_p / f'_1 \operatorname{tg} \sigma_p = f'_2/f'_1$. Se mai poate considera că sistemul $S_1$ funcţionează ca o lupă cu obiectul în focar, mărindu-l de $\Gamma_1$ ori în timp ce sistemul $S_2$ funcţionează invers, adică micşorează de $\Gamma_2$ ori: $y'_R = y_R \Gamma_1/\Gamma_2 = y_R \frac{250}{f'_1} \cdot \frac{f'_2}{250} = y_R f'_2/f'_1 = y_R \beta'_R$, $\beta'_R$ fiind mărirea transversală a redresorului.

Redresorul se foloseşte în construcţia lunetelor terestre pentru observarea obiectelor situate la diferite distanţe *s*.

b. *Luneta Kepler cu redresorul R1 (fig. 6.85)* cu notaţiile din figură pot fi scrise relaţiile: $y'_{ob} = y_R = f'_{ob} \operatorname{tg} \sigma_p$; $y_R \beta_R = y'_R = y_{oc}$; $y_{oc} \cdot \frac{250}{f'_{oc}} = y'_{oc} = y''$.

Aşadar, $y'' = y_R \beta'_R \Gamma_{oc} = f'_{ob} \operatorname{tg} \sigma_p \cdot \frac{250}{f'_{oc}}$; $\beta'_R = 2f'_R/2\bar{f}_R$;

$$\Gamma = \frac{2y''}{2y} = \frac{\operatorname{tg} \sigma'_p}{\operatorname{tg} \sigma_p} = \frac{\Gamma_{oc}}{\Gamma_{ob}} \cdot \beta'_R = \frac{f'_{ob}}{f'_{oc}} \cdot \beta'_R = \frac{P_i}{P_e} \beta'_R;$$

$$1/p'_{ob} - 1/p_{oc} = 1/f'_{ob}; \quad 1/p'_R - 1/p_R = 1/f'_R.$$

Se observă că pentru unghiuri $\sigma_p$ relativ mari rezultă diametre foarte mari pentru redresor şi ocular. De asemenea, pupila de ieşire are abscisă $p'_{oc}$ prea mare. Aceste neajunsuri pot fi eliminate dacă se introduce o lentilă de cîmp $L_c$ în apropierea imaginii reale $y'_{ob} = y_R$. Dacă această lentilă se află chiar în planul imaginii $y'_{ob}$ şi are distanţă focală $f'_c = f'_{ob}$, raza pupilară principală $\overline{NH}$ este deviată în $B'$ după direcţia $\overline{N_1M_1}$. Ca urmare, diametrele

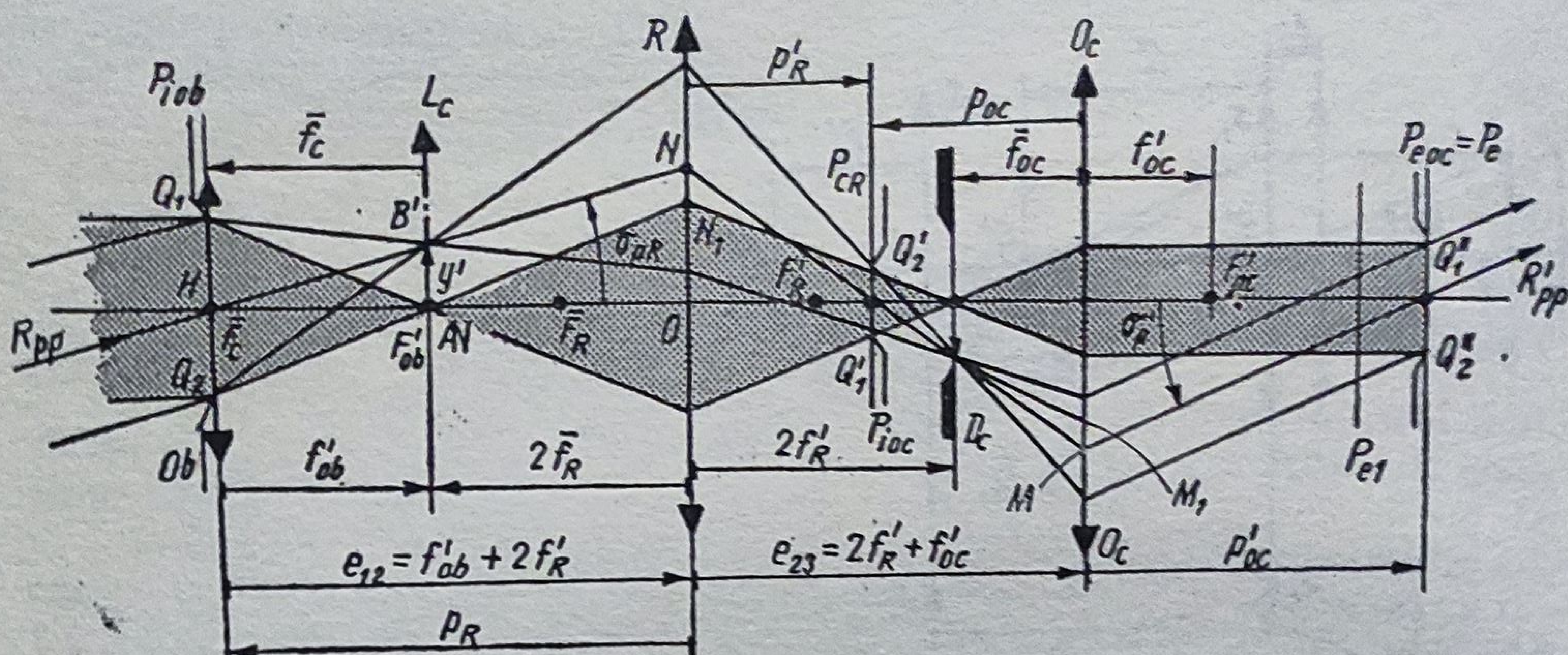



Fig. 6.85. Luneta Kepler cu redresorul simplet.

$D_R$ și $D_{oc}$ scad cu 2 $\overline{N_1N}$ și respectiv cu $2\overline{M_1M}$, fără ca mărimea și poziția imaginii să fie influențate. Pe de altă parte, se constată că și abscisa $p'_{oc}$ se micșorează. Din teoria aberațiilor de ordinul III se știe că lentila $L$ nu influențează nici calitatea imaginii.

c. *Luneta Kepler cu redresorul* $R2$. În fig. 6.86 este reprezentată o lunetă terestră cu redresorul lenticular $R2$, a cărui lungime este $3f'_R$. Cu notațiile din figură pot fi scrise relațiile următoare:

$$P_{i\,ob} = D_d = P_{e\,ob} = P_{e\,ob} = P_{iR}; \quad y'_{ob} = f'_{ob}\,\mathrm{tg}\,\sigma_p = y_R;$$

$$2y_R = D_c; \quad y'_R/y_R = \beta'_{ob}; \quad y'_R = y_{oc} = f'_{oc}\,\mathrm{tg}\,\sigma'_p;$$

$$\beta'_R = y'_R/y_R = f'_{oc}\,\mathrm{tg}\,\sigma'_p/f'_{ob}\,\mathrm{tg}\,\sigma_p; \quad y'' = y'_R\Gamma_{oc} = y'_R\cdot\frac{250}{f'_{oc}}.$$

$$2y''/2y = \Gamma = \Gamma_{oc}\beta'_R/\Gamma_{ob} = (f'_{ob}/f'_{oc})\,\beta'_R = (P_i/I\ )\,\beta'_R = \mathrm{tg}\,\sigma'_p/\mathrm{tg}\,\sigma_p;$$

$$1/p'_{R1} - 1/p_R = 1/f'_R; \quad 1/p'_R - 1/p_R = 1/f'_R; \quad 1/p'_{oc} - 1/p_{oc} = 1/f'_{oc}.$$

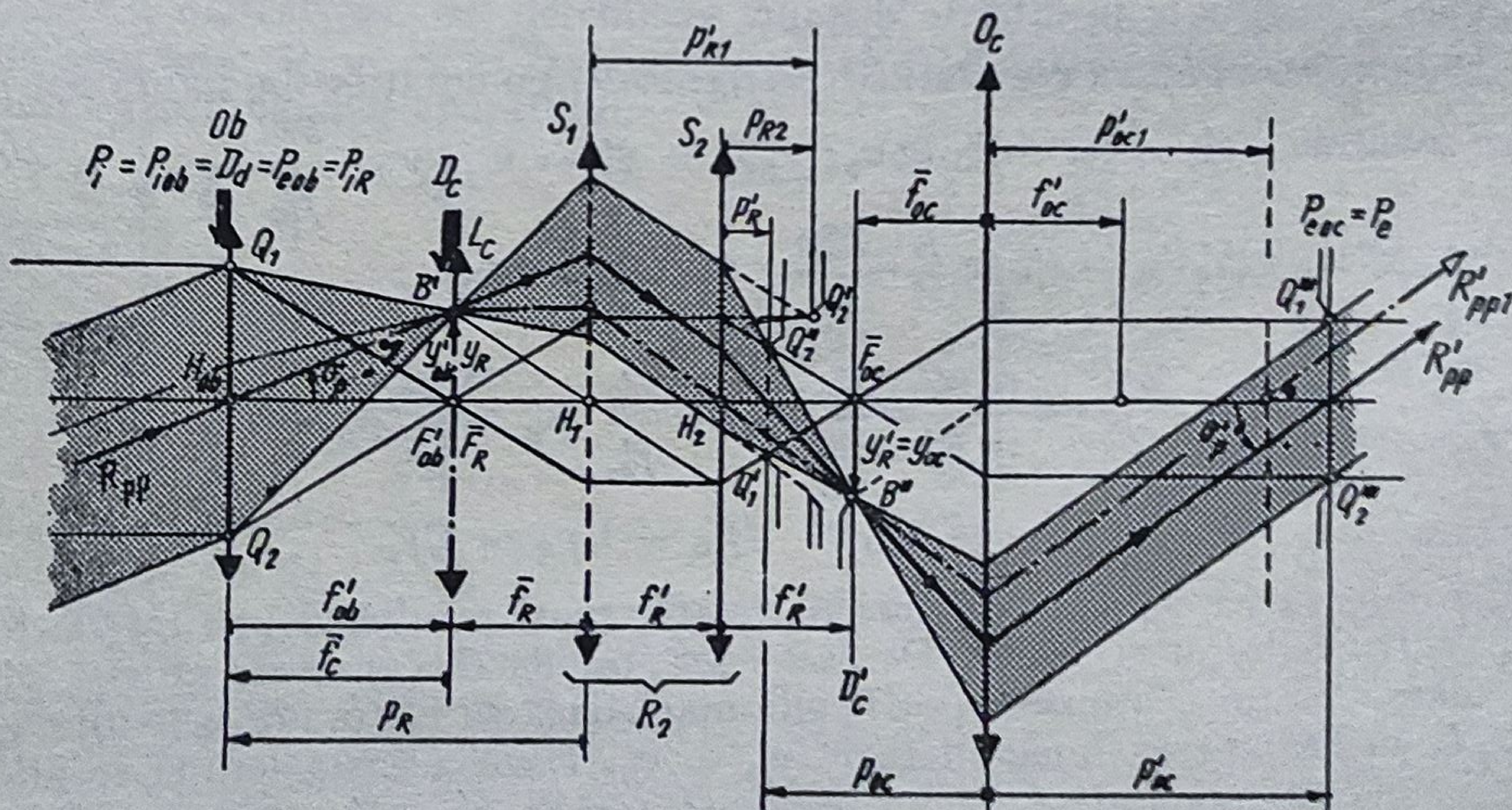
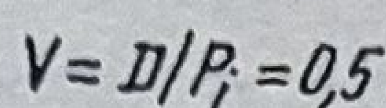



Fig. 6.86. Luneta terestră cu redresor detip dublet.




$$p_{ob} = \frac{D_{ob} - D}{2\,tg\,\sigma_p} = \frac{D_{ob} - V D_{ob}}{2\,tg\,\sigma_p} = \frac{D_{ob}(1-V)}{2\,tg\,\sigma_p}$$

Fig. 6.87. Lunetă Kepler cu fascicul vignetat.

Se constată că, și în acest caz, diametrele sistemelor componente și abscisa pupilei de ieșire $p'_{oc} = p'_e$ rezultă foarte mari. Din acest motiv este avantajos să se monteze o lentilă de cîmp $L_c$ în planul focal imagine $F'_{ob}$ al obiectivului. Dacă această lentilă (planconvexă), are focala $\bar{f}_c = -f'_{ob}$, razele care intră în obiectiv sub unghiul $\sigma_p$ se refractă în $B'$ și întîlnesc sistemul $S_1$ la o înălțime $H_1$ mai mică. Se observă că raza pupilară principală se propagă paralel cu axa optică între $L_c$ și $S_1$ și intersectează această axă la o abscisă $p'_{oc\,1} < p'_{oc}$, în timp ce $p_{oc} = \bar{f}_R + \bar{f}_{oc}$.

Un mijloc suplimentar utilizat pentru micșorarea diametrelor sistemelor optice situate între obiectiv și ocular îl constituie vignetarea (fig. 6.87).

Se observă cum fasciculele incidente sub unghiul $\sigma_p$ sînt vignetate cu mărimea $V = D/P_i$. Pupila de intrare $P_i = D_{ob}$, cu abscisa $p_{ob} = (D_{ob} - D)/2\ \mathrm{tg}\ \sigma_p = D_{ob}(1 - V)/2\ \mathrm{tg}\ \sigma_p$, poate fi chiar diafragma de deschidere situată după obiectiv. Un exemplu de acest fel îl constituie luneta terestră cu redresor de tip *R2* (fig. 6.88), pentru care sînt valabile următoarele relații:

$$2y(1/\Gamma_{ob})\ \Gamma_{R1}(1/\Gamma_{R2})\ \Gamma_{oc} = 2y''\ ; \quad \Gamma = 2y''/2y = (\Gamma_{oc}/\Gamma_{ob})\ \beta'_R;$$

$$\Gamma = \mathrm{tg}\ \sigma'_p/\mathrm{tg}\ \sigma_p = \frac{P_i}{P_e}\beta'_R = \frac{f'_{ob}}{f'_{oc}}\cdot\beta'_R;\quad \beta'_R = f'_R/\bar{f}_R = -1;$$

$$V = D/P_i.$$

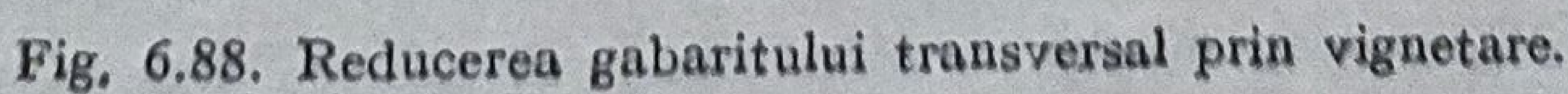


Fig. 6.88. Reducerea gabaritului transversal prin vignetare.

Se constată că luneta din fig. 6.88 este de fapt alcătuită din două lunete: prima, cu grosismentul $\Gamma_1$, este constituită din obiectivul $O_b$ și ocularul $S_1$, cu lentila de cîmp $L_e$; a doua, cu grosismentul $\Gamma_2$, are obiectivul $S_2$ și ocularul $O_c$. Grosismentul total este $\Gamma = \Gamma_1\Gamma_2$, unde $\Gamma_1 = -f'_{ob}/f'_R$ și $\Gamma_2 = -f'_R/f'_{oc}$.

Ca exemplu de utilizare a redresorului $R_2$ îl constituie luneta pentru arma de vînătoare [21] și periscopul de artilerie [21].

6.9.5.2. *Lunete terestre cu redresoare prismatice.* a. *Luneta monoculară.* Redresarea imaginii furnizată de obiectivul unei lunete se realizează și cu prisme sau sisteme prismatice redresoare. Formele și dimensiunile acestora se găsesc în tabelul 4.3. În fig. 6.89 sînt reprezentate schemele optice ale celor mai reprezentative lunete.

La calculul obiectivului se folosește metoda compensării, adică, se efectuează mai întîi calculul de gabarit, se dimensionează sistemul prismatic și

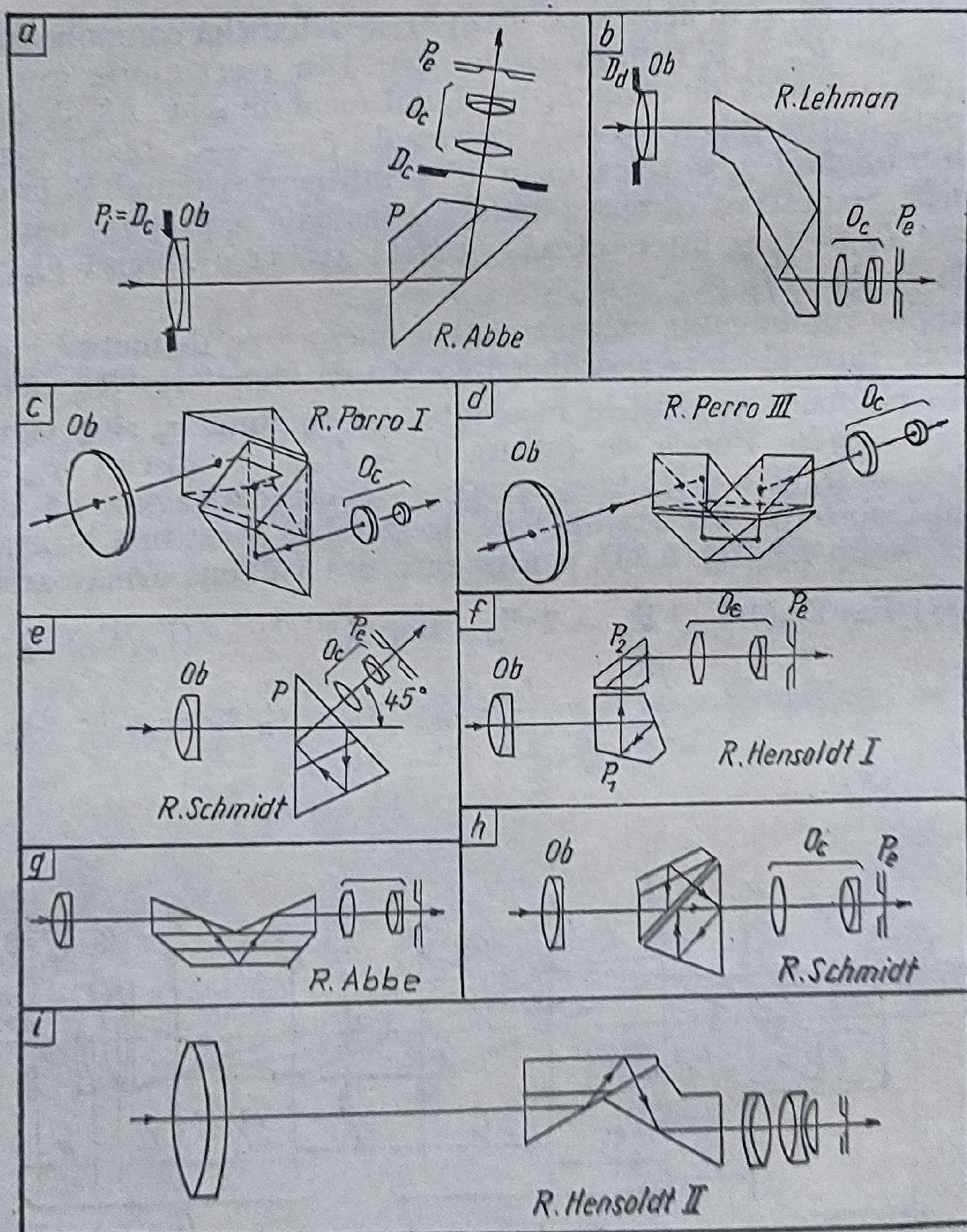
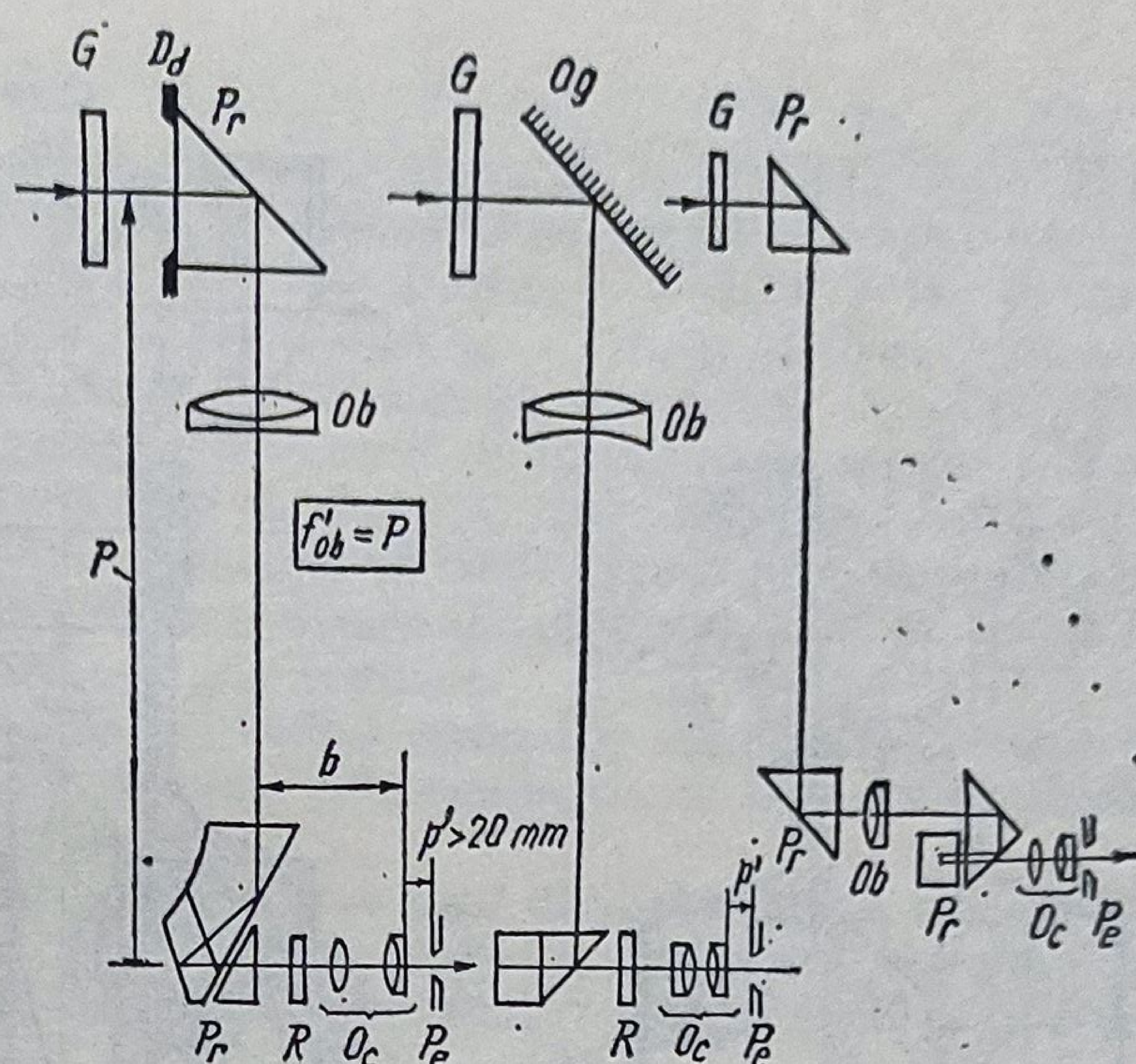



Fig. 6.89. Lunete Kepler cu redresoare prismatice de diferite tipuri.

Fig. 6.90. Lunete periscopice cu redresoare prismatice.




se calculează aberațiile acestuia (de sfericitate, astigmatismul, aberația cromatică a razei pupilare principale etc). De asemenea, se calculează deplasarea imaginii produsă de prismă (v. fig. 6.61), [21].

Lunetele cu diametre mari sînt telescope aplanetice (v. § 6.9.4) de tip Gregorý sau Cassegrein.

Pentru diferite aparate se folosesc lunetele periscopice (fig. 6.90), care sînt lunete Kepler cu redresoare prismatice de diferite tipuri. Fig. 6.91 reprezintă schema optico-mecanică a lunetei panoramice (periscopul panoramic) și o secțiune prin aceasta.

La rotirea șurubului melc $S$, se rotește capul ($G$-$P$-$R$) cu unghiul $\varphi$, iar prisma Dowe $PD$ cu unghiul $\varphi/2$ în același sens, adică rămîne în urmă cu unghiul $\varphi/2$ și imaginea dată de obiectivul $O_b$ rămîne dreaptă și fixă. Caracteristici: $\Gamma = 4X$, $2\sigma_p = 10°$, $P_e = 4$ mm, $f'_{ob} = 125$ mm; $f'_{oc} = 20$ mm; $p'_{oc} > 19$ mm; $s = -5$ km; $2y = 200$ m. Lunetele panoramice cu $P > 220$ mm sînt prevăzute cu redresoare lenticulare.

b. *Luneta binoculară*. Luneta binoculară terestră este alcătuită din două lunete identice de tip Galilei ori Kepler (prevăzute cu redresoare lenticulare, prismatice sau din oglinzi (v. fig. 6.89 și 6.90) astfel legate încît: 1) axele lor să fie paralele; 2) distanța dintre pupilele de intrare să fie variabilă; 3) distanța dintre pupilele de ieșire să fie variabilă; 4) abscisa obiect să fie variabilă; 5) ocularele să fie prevăzute cu dispozitive cu dioptrii. Cele mai reprezentative dintre acestea sînt binoclurile și lunetele foarfece.

— *Binoclul*. Cel mai răspîndit binoclu este alcătuit din două lunete Kepler, prevăzute cu redresoare prismatice de tip Porro I., legate cu o șarnieră care asigură modificarea ercartului pupilar (bazei oculare) $B_0$ astfel încît axele celor două lunete să rămînă paralele (fig. 6.92).

Fig. 6.91. Luneta panoramică:
*a* — schema optico-mecanică; *b* — secțiunea axială prin lunetă.

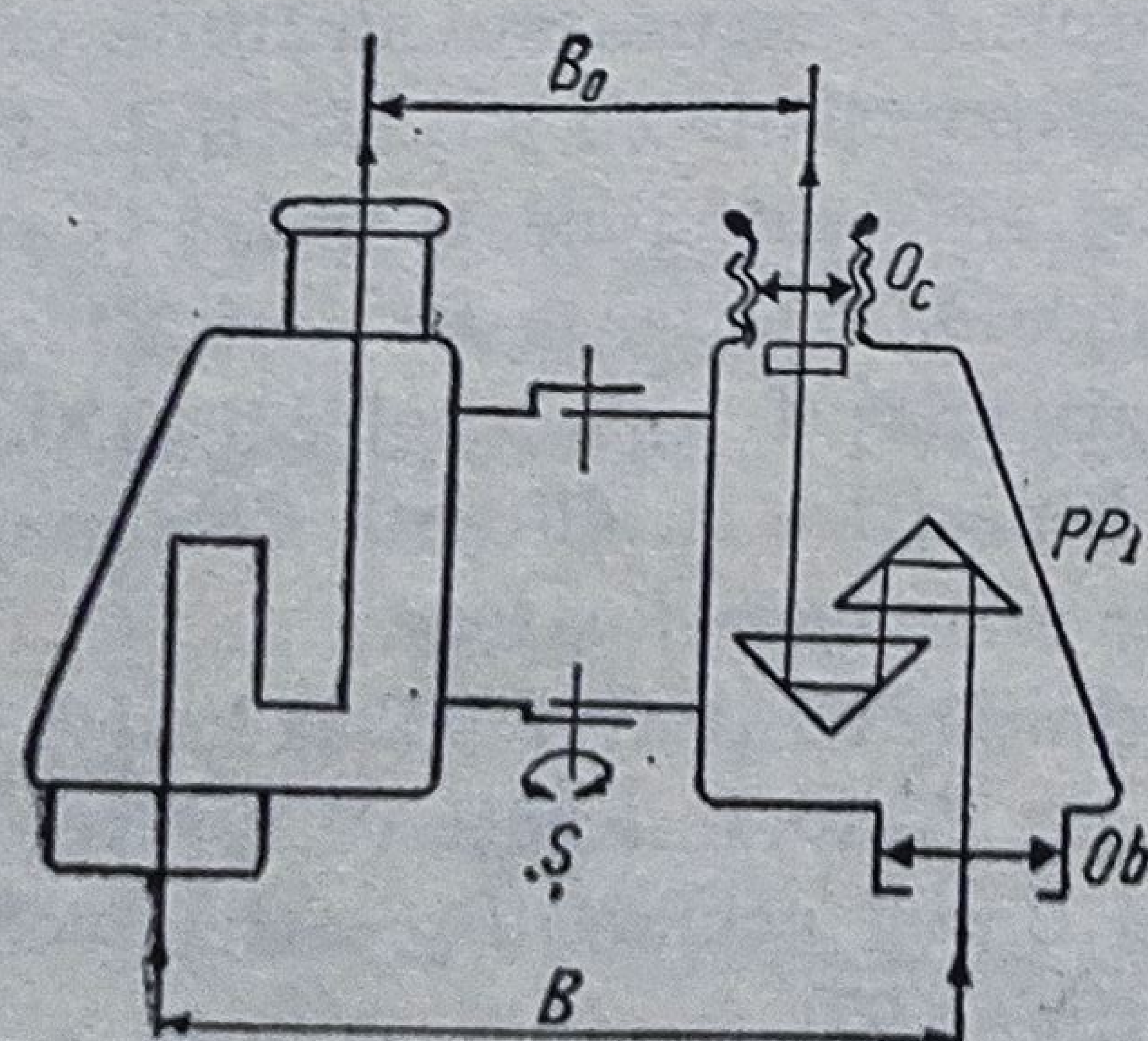



Fig. 6.92. Binoclul cu redresor prismatic PORRO I.

— *Caracteristici*: $P_i = (30 \ldots 50)$ mm; $\Gamma = (6 \ldots 15)$ X; $2\sigma_p = 2°30' \ldots$ $\ldots 10°$; $P_e = (2 \ldots 8)$ mm; $\beta_0 = (50 \ldots 74)$ mm; $N = 14$ dpt; $P_s = B/B_0$ (plasticitatea specifică). $P_{st} = \Gamma B/B_0$ (plasticitatea totală); cîmpul unghiular obiect $2\sigma_p$; cîmpul obiect liniar $2y = 2s \operatorname{tg} \sigma_p = 2 s\sigma_p/57{,}3$ la distanța $s = -1000$ m; distanța vederii stereoscopice $s_{st} = sP_{st} = s\Gamma B/B_0$; numărul de amurg sau luminozitatea $\Gamma P_i$; intensitatea luminoasă $P_e^2 = (P_i/\Gamma)^2$; intensitatea luminoasă fizică $\tau P_e^2$ ($\tau$ = factorul de transmisie); rezoluția $R = P_i/12''$ ($P_i$ în cm); abscisa pupilei de ieșire $p'_e$. Calculul de gabarit și relațiile de calcul sînt date în §6.9.2. Binoclul se simbolizează printr-un grup de litere sau numele firmei producătoare urmat de produsul $\Gamma P_i$. Cu cît $\Gamma P_i$ este mai mare, cu atît aparatul este mai luminos.

— *Obiectivul* este de tip dublet (triplet) acromatic cu $P_i/f' = 1/4$, corectat de aberațiile de sfericitate și de coma prin compensarea acestora cu aberațiile sistemului prismatic redresor.

Variația abscisei obiect se poate efectua ușor dacă obiectivele sînt de tip telesistem, la care cele două sisteme divergente se deplasează simultan în scopul focalizării interioare (exemplu: binoclul $8 \times 20$ *B* și $10 \times 25$ *B* — Carl Zeiss-Oberkochen).

— *Ocularul* este de tip Ramsden complex, cu cîmp foarte mare (70° .. 90°), corectat în primul rînd de distorsiune. Se recomandă dispozitive cu dioptrii ori abscise pupilare $p'_{0e}$ mari (> 20) pentru ochelari.

— *Reticulul*. Binoclurile speciale sînt prevăzute cu reticule astfel gravate încît observatorul să poată estima direct mărimea unui obiect situat la o anumită distanță. De regulă, unitatea de măsură este miimea, care reprezintă unghiul la centru subîntins de un arc cu lungimea de $l = 1$ m pe circumferința unui cerc cu raza $R = 1000$ m. Se consideră circumferința $L = 2\pi R = 6000$ m și miimea Rihmailo $m_R$. Așadar, cercul conține 6000 diviziuni = 6000 $m_R$, notate de la 0—01 ... 60—00. Între miimea $m_R$, gradul vechi $\alpha°$, gradul nou (gonul) și arcul $\widehat{\alpha}$ există următoarele relații:

$$m_R = \frac{6\,000}{360}\alpha° = \frac{6\,000}{400}\alpha^g = \frac{6\,000}{2\pi}\widehat{\alpha}.$$

Deci $m_R = 100\ \alpha°/6 = 15^g = 3\,600\ \widehat{\alpha}/\pi$.

Prin aproximația $2\pi \approx 6$ se comite o eroare de 5% în plus. Astfel, pentru 0—10 se obține $6 + 5 \cdot 6/100 = 6{,}30$ în loc de 6,283.

Pentru $R = 1\,000$ m și 1 $m_R$ = 0—01, lungimea arcului, adică distanța care se cuprinde într-o diviziune este $l = R(0—01)/1000 = 1$ m.

Dacă tot cercul conține 60 diviziuni, atunci unei diviziuni îi corespunde arcul de 100 m la distanța de 1 km.

Pentru calculul reticulului se consideră că centrul cercului este situat în punctul nodal obiect al obiectivului și valoarea diviziunii de 0—05 (5 miimi), căreia îi corespund 500 m la distanța de 1 000 m.

Fig. 6.93 reprezintă o secțiune printr-un binoclu $7 \times 40$.

c. *Ajustarea și verificarea binoclului* constă în: 1) ajustarea paralelismului axelor lunetelor cu luneta dublă paralelă, sau cu o lunetă autocolimatoare; dacă axele nu sînt paralele, se ajustează transversal obiectivul lunetei din dreapta, după ce s-au aliniat lunetele din stînga; 2) ajustarea paralaxei (necoincidenței planului imagine al obiectivului cu planul reticulului) se face montînd binoclul între colimator și lunetă și deplasînd axial reticulul sau obiec-

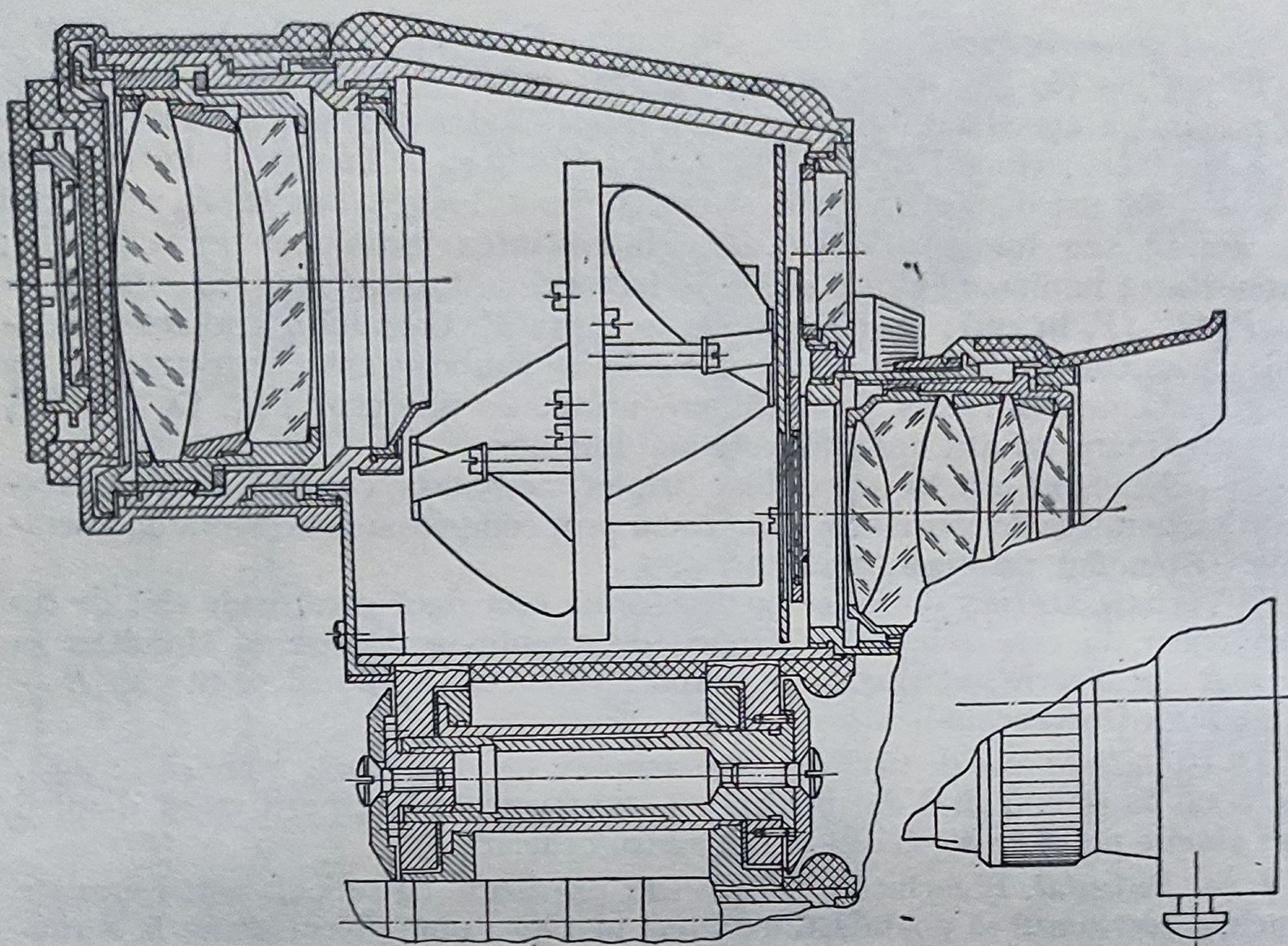


Fig. 6.93. Binoclul $7 \times 40$ în secțiune.

tivul pînă cînd imaginile reticulului colimatorului și reticulului binoclului se văd clar; 3) ajustarea poziției zero a inelului cu dioptrii se face prin rotirea ocularelor binoclului pînă cînd, prin luneta cu ocularele la 0 dpt, se văd clar reticulele colimatorului și lunetei. Apoi se rotesc mufele cu dioptrii față de oculare pînă la poziția zero și se blochează cu șuruburile prevăzute în acest scop; 4) verificarea puterii separatoare se efectuează cu ajutorul mirelor prevăzute cu grupuri de linii de grosimi diferite; numărul din centrul grupului reprezentînd unghiul dintre razele vizuale în secunde, corespunzătoare a două linii vecine situate la distanța de 250 mm; 5) verificarea transmisiei determină prin măsurarea iluminării unui colimator, direct și prin fiecare lunetă a binoclului.

d. *Luneta foarfece*. Aceasta este alcătuită din două lunete periscopice care sînt astfel montate încît distanța $B$ dintre pupilele de intrare poate crește considerabil prin rotirea celor două lunete în jurul unei axe situate în planul pupilelor de ieșire. Așadar, plasticitatea stereoscopică crește, iar periscopicitatea scade. Luneta permite observarea în teren, măsurarea unghiurilor în plan orizontal și vertical și determinarea distanțelor. Scările lunetelor foarfece sînt gradate în 60—00.

Diafragma de apertură poate fi: montura obiectivului sau montura prismei de cap. Recomandări: $\Gamma = 10$ X; $f'_{oc} \approx 30$ mm; $f'_{ob} \approx 300$ mm; $P = 300$ mm; $D_c = 2f'_{ob}\,\mathrm{tg}\,\sigma_p = 2f'_{oc}\,\mathrm{tg}\,\sigma_p = D_{reticul}$; $2\sigma_p = 5°$; $P_e = 5$ mm; $P_i = \Gamma P_e = 10 \cdot 5 = 50$ mm; $\mathrm{tg}\,\sigma'_p = \Gamma \cdot \mathrm{tg}\,\sigma_p = 10\,\mathrm{tg}\,2°30' = 10 \cdot 0{,}0437 \to \to \sigma_p = 23°30'$; $2\sigma'_p = 47°$. Ocularul corespunzător este cel cu $f'_{oc} = 29{,}96$ mm; $f'_{ob} = f'_{oc}$: $\Gamma = 300$ mm; $\Omega = P_i/f' = 1/6$.

### 6.9.6. Lunete cu focalizare interioară

Luneta cu focalizare interioară este, de regulă, o lunetă de tip Kepler cu obiectiv de tip telesistem direct, cu abscisă obiect variabilă (v. fig. 3.22 și 3.24).

Datele inițiale sînt: $\Gamma$, $P_i$, $f' = f'_{ob}$, lungimea mecanică $L$, abscisa obiect minimă $a_1$. Alte caracteristici se aleg astfel încît să fie satisfăcute condițiile: $f'_1 > 0$; $f'_2 < 0$, $|f'_1| > |f'_2|$; $e > 0$. Prezintă interes deplasarea $x$ a sistemului divergent pentru ca la o abscisă obiect $a_1$ dată imaginea să se formeze pe reticul (fig. 6.94).

a. *Obiectul este situat la infinit:*

1) $f' = -f'_1 f'_2/\Delta$; 2) $\Delta = e - (f'_1 + f'_2) = \overrightarrow{F'_1 F}_2$;

3) $e = \overrightarrow{H'_1 H}_2 = \Delta + f'_1 + f'_2 = -f'_1 f'_2/f' + f'_1 + f'_2$;

4) $s_2 = f'_1 - e$; 5) $s'_2 = f'_2 s_2/(f'_2 + s_2)$; 6) $L = e + s'_2$.

b. *Obiectul este situat la distanța finită* $a_1$

7) $L = e + x + a'_2$; 8) $a'_2 = L - (e + x)$;

Din (6) și (8) rezultă:

9) $a'_2 = s'_2 - x$; 10) $a'_1 = a_1 f'_1/(a_1 + f'_1)$;

11) $a_2 = a'_1 - (e + x)$; 12) $a'_2 = a_2 f'_2/(a_2 + f'_2)$;

Se egalează (9) cu (12) și se elimină $a'_2$;

13) $$B - (e + x) = \frac{f'_2[a'_1 - (e + x)]}{f'_2 + a'_1 - (e + x)};$$

14) $$x^2 - x\left(B - 2e + \frac{a_1 f'_1}{a_1 + f'_1}\right) + (B - e)\left(f'_2 - e + \frac{a_1 f'_1}{a_1 + f'_1}\right) - f'_2\left(\frac{a_1 f'_1}{a_1 + f'_1} - e\right) = 0;$$

15) $b = -[B - 2e + a_1 f'_1/(a_1 + f'_1)]$;

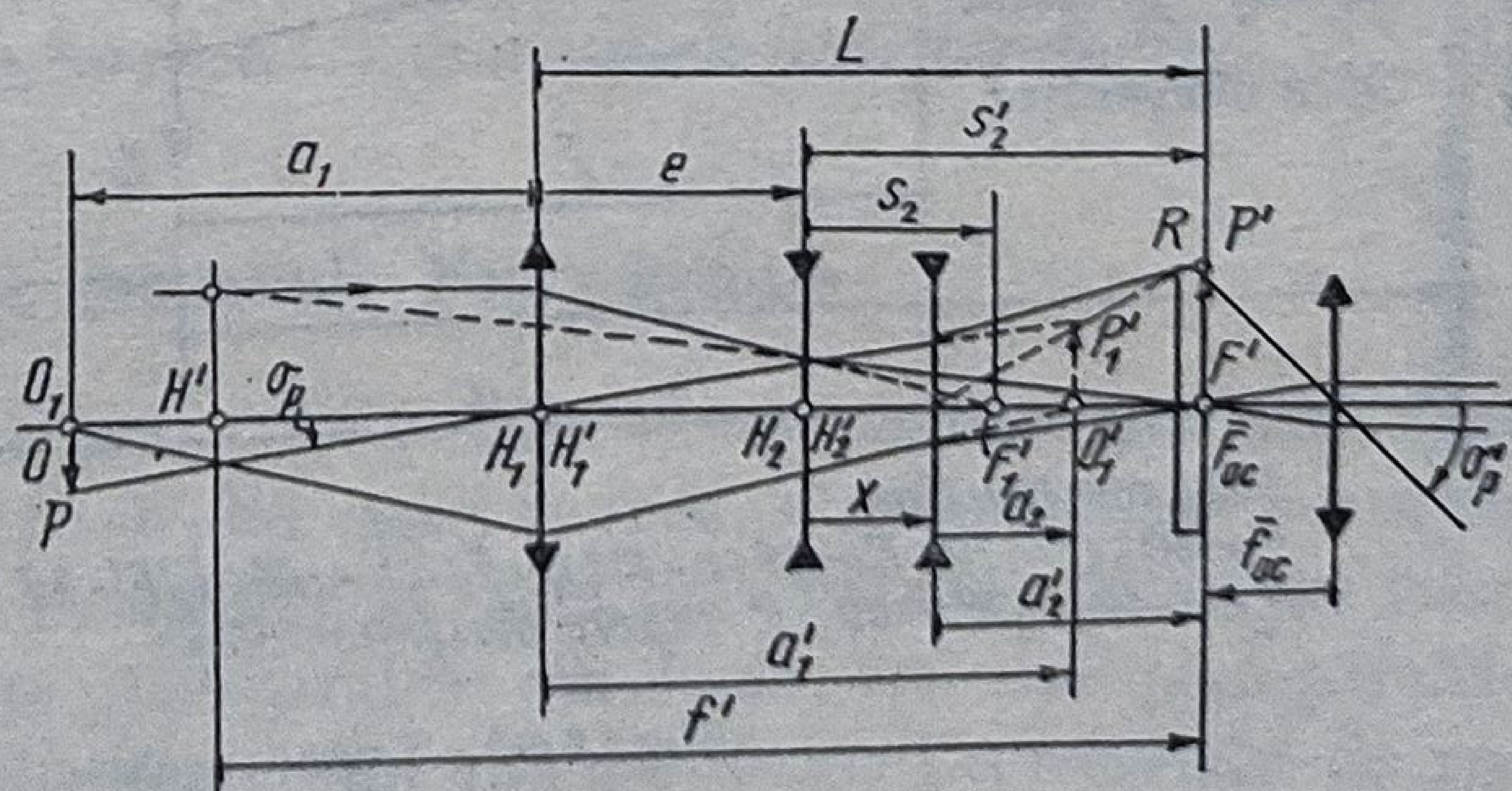



Fig. 6.94. Schema de calcul a lunetei cu focalizarea interioară cu reticul de distanță.

16) $c = (B - e)\ [f'_2 - e + a_1 f'_1/(a_1 + f'_1)] - f'_2[a_1 f'_1/(a_1 + f'_1) - e]$;

17) $x^2 + bx + c = 0$; (formula exactă);

18) $x = -\,c/b$. (formula aproximativă).

c. *Exemplu numeric*. Date în mm:

$f' = 500$; $f'_1 = 100$; $f'_2 = -\,60$; $a_{min} = a_1 = -\,1\,400$. Rezultă:

$e = 52$; $s_2 = 48$; $s'_2 = 240$; $L = 292$;

$a'_1 = +\,107{,}6923$; $a_2 = 47{,}69$; $a'_2 = +\,232$; $x = 8{,}03$ (exact);

$x = 7{,}8$ (aproximativ)

(Alte date: $b = 295{,}7$; $b^2 = 87\,438{,}49$; $c = 2310$; $4c = 9240$).

### 6.9.7. Lunete analactice

Luneta analactică este o lunetă de tip Kepler cu focalizare interioară, folosită ca mijloc de poziționare a unei direcții și de măsurare a distanțelor, în construcția nivelmetrelor, teodolitelor, tachimetrelor și altor aparate. În fig. 6.95 s-a reprezentat obiectivul efectiv (real) $T$, de tip telesistem, și obiectivul echivalent $T_E$, situat în planul principal obiect $H$. Pentru măsurare se folosește o miră stadimetrică (riglă = măsură cu repere) situată vertical în planul obiect. Observatorul are sarcina de a observa prin lunetă cîte diviziuni se cuprind în lungimea $l$ a cărei imagine $l'$ este egală cu distanța fixă $p$ dintre cele două repere $R$ gravate pe reticul. Distanța $d$ pînă la miră (obiect) se măsoară de la axa verticală de rotație a aparatului (verticala locului aparatului) și se determină pe baza schemei din fig. 6.95: $d = s + c = s + a + f' = f'l/p + f' + a = kl + c$, în care $k = f'/p$ reprezintă constanta de multiplicare și $c = f' + a$ — constanta aditivă. Cele mai multe lunete

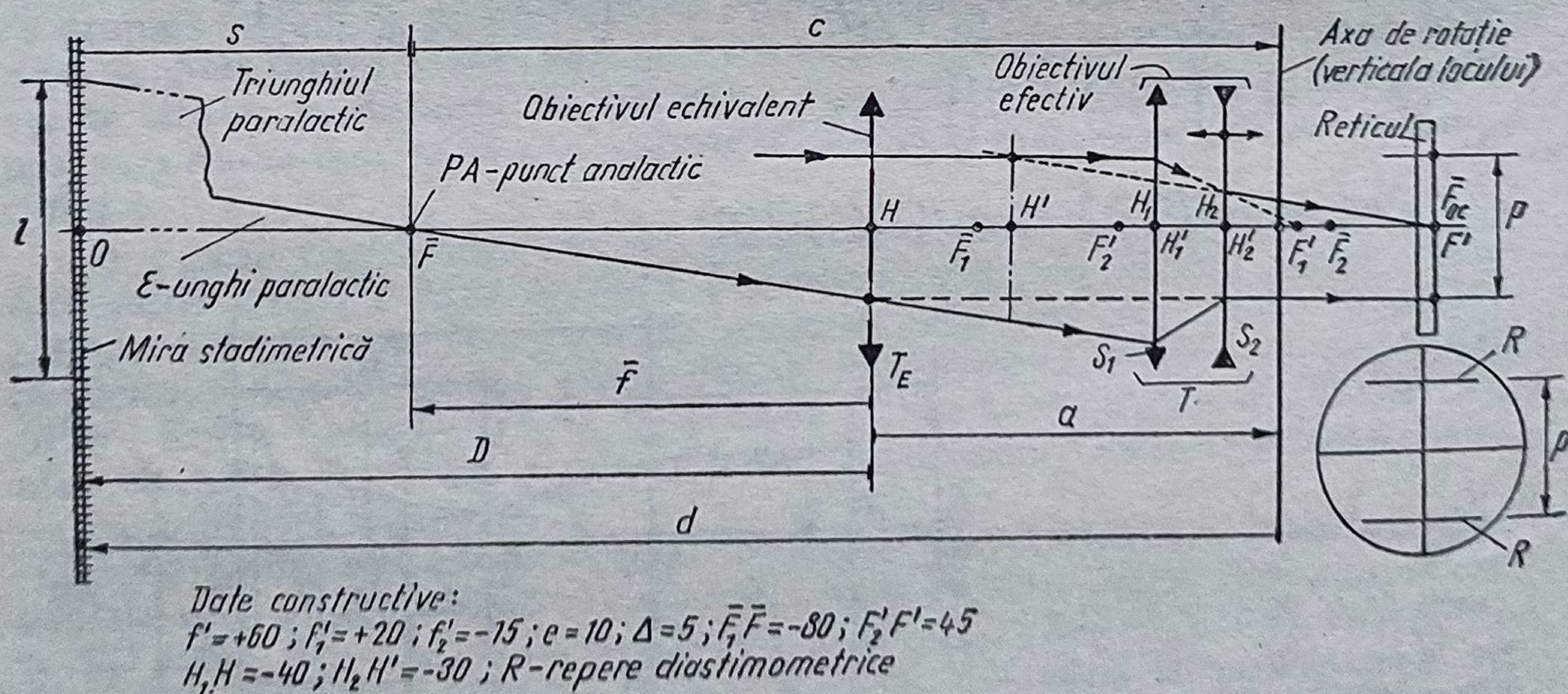



Fig. 6.95. Luneta analactică.

au $k = 100$, $c = 0$ și deci $a = -f'_{ob}$. Ca urmare, distanța $d = 100\ l$ se determină fără dificultăți.

Prin deplasarea sistemului divergent $S_2$ spre dreapta, pentru obținerea imaginii mirei pe reticul, se modifică poziția punctului analactic și deci se introduc erori. Detalii în §8.1 și §8.2 (punctul analactic $PA$ este punctul de intersecție al axei înclinate a aparatului cu orizontala care trece prin punctul de vizare. Deci $PA$ reprezintă cota teoretică a aparatului și nu trebuie să-și modifice poziția odată cu abscisa obiect).

## 6.10. Interferometre

Interferometrul este un aparat optic cu ajutorul căruia se produce interferența controlată a radiațiilor electromagnetice, modificarea tabloului de interferență sub acțiunea diferiților factori și observarea ori măsurarea acestor modificări. Principalele scheme de interferometre sînt redate în fig. 6.96.

La proiectarea unui aparat interferențial se pornește de la caracteristicile măsurandului și de la metoda de măsurare preconizată. De exemplu, pentru etalonarea calelor plan-paralele, după metoda Kösters, trebuie aleasă o lampă care emite anumite radiații cu lungimi de undă bine definite și lungimi de coerență mai mari decît lungimea calei.

Dacă pentru obținerea diferitelor lungimi de undă se folosește fenomenul de dispersie, atunci este necesar ca după colimator să se introducă un sistem prismatic dispersiv (v. § 4.15.10).

De asemenea, aparatul poate fi prevăzut cu lunetă sau microscop ori cu cameră foto pentru observarea, respectiv fotografierea tabloului de interferență.

În cazul în care se efectuează măsurări, sînt necesare interpolatoare pentru stabilirea fracțiunilor de interfranje. O atenție deosebită trebuie să se acorde corectării sistemelor optice, conectării corecte a tuburilor luminoase, poziționării corespunzătoare a pupilelor și lucarnelor precum și menținerii constante și determinării influenței diferiților factori (temperatura, presiunea, umiditatea etc.). La toate acestea se adaugă rigiditatea părții mecanice și precizia elementelor în mișcare, eliminarea vibrațiilor etc.

În cele ce urmează se exemplifică modul de soluționare a unora din problemele menționate la executarea celor mai uzuale interferometre.

### 6.10.1. Interferometrul (etalonul) Fabry-Perot

In terferometrul Fabry-Perot (v. fig. 6.96, *b*) este realizat din două lame plan-paralele din sticlă cuarț sau din cuarț și sital, semimetalizate pe suprafețele interioare, între care ia naștere o lamă plan-paralelă de aer cu grosimea $d$, obținută cu trei lame plan-paralele din sticlă, trei cale plan-paralele, trei bile de rulment ori cu cale sau cu un inel din invar. Un exemplu de rea-

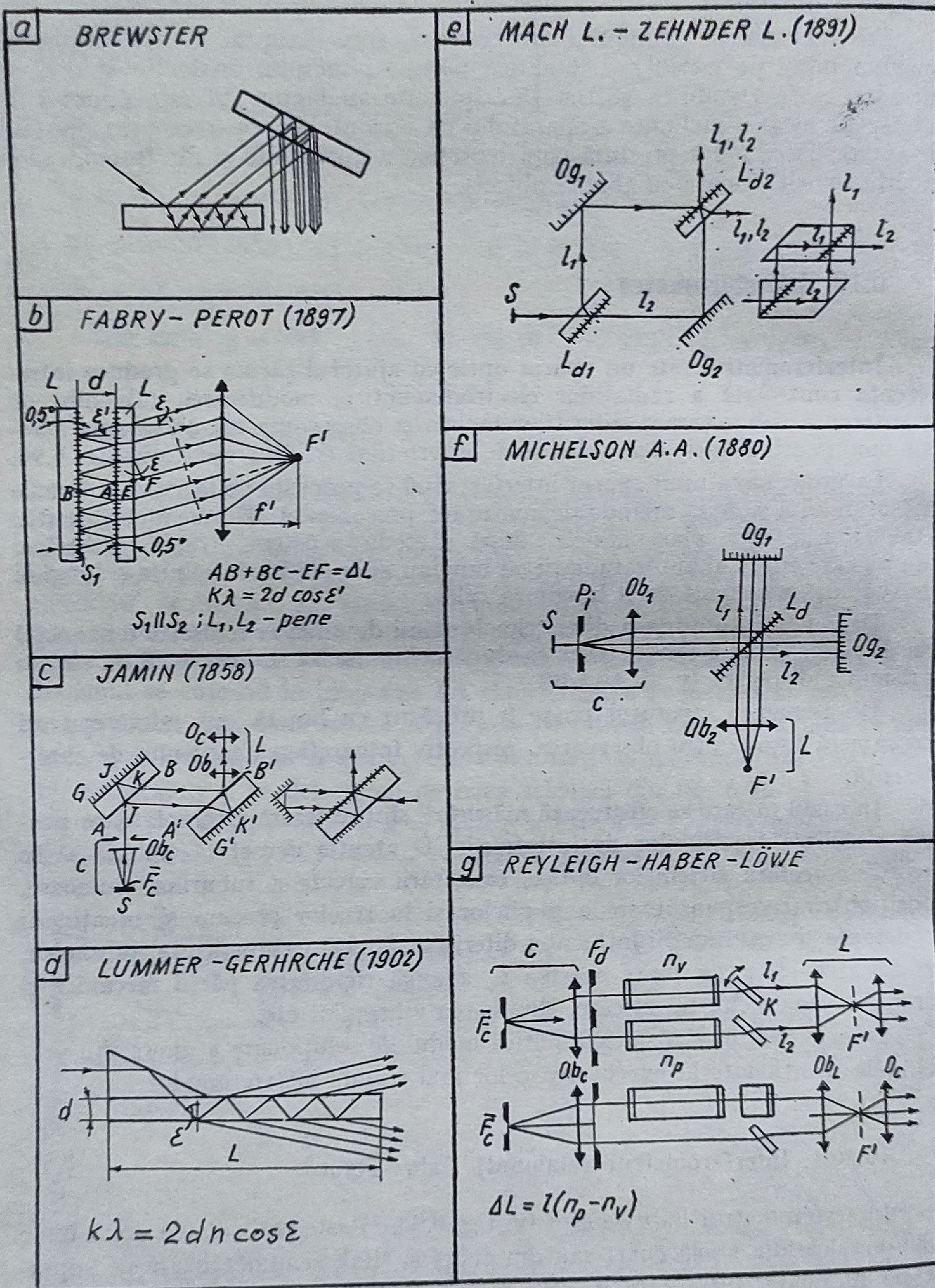

a BREWSTER
e MACH L. - ZEHNDER L. (1891)
b FABRY- PEROT (1897)
AB+BC-EF=ΔL
Kλ = 2d cos ε'
S1 II S2 ; L1, L2 - pene
c JAMIN (1858)
f MICHELSON A.A. (1880)
d LUMMER-GERHRCHE (1902)
kλ = 2dn cos ε
g REYLEIGH-HABER-LÖWE
ΔL = l(np-nv)

Fig. 6.96.

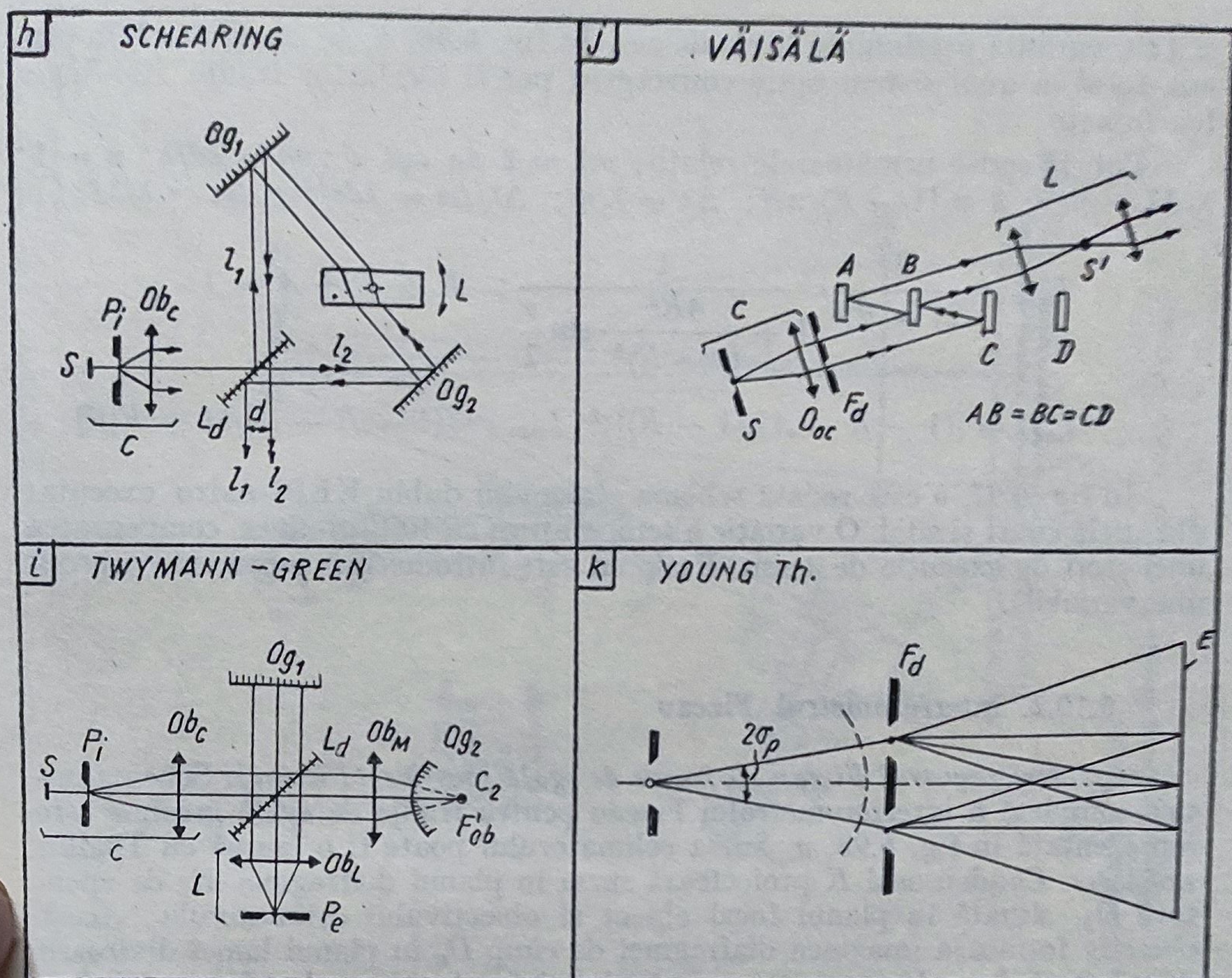



Fig. 6.96. Interferometre.

lizare este redat în fig. 6.97, *a*, unde se vede că reglarea foarte fină a distanței *d* se poate realiza și prin deformarea elastică a elementelor distanțiere. Dacă cele trei elemente se execută din materiale diferite, se poate varia distanța prin variația temperaturii. Modificarea drumului optic *nd* se poate obține

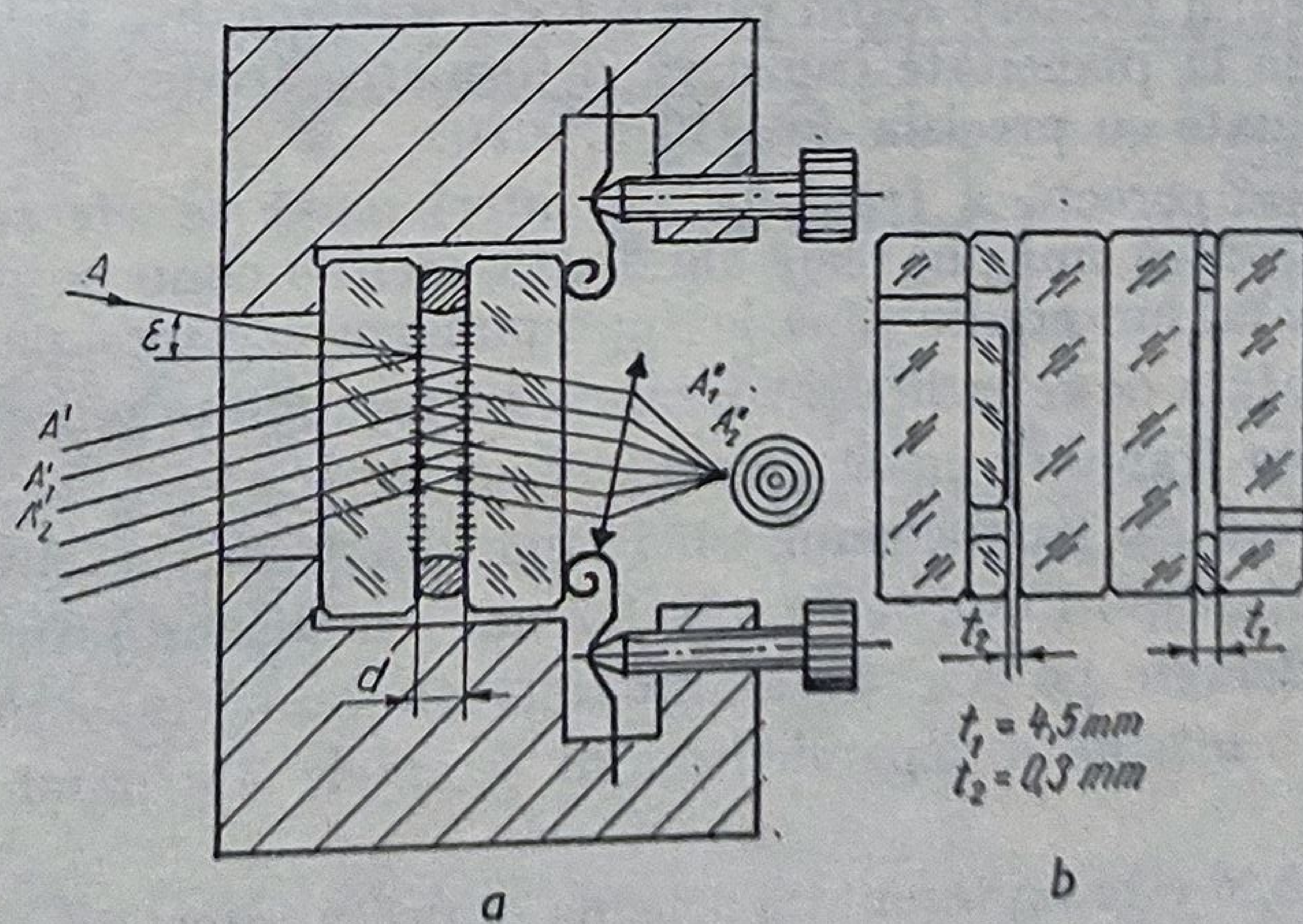



Fig. 6.97. Interferometrul Fabry-Perot.

și prin variația presiunii în lama de aer. În fig. 6.96, *b*, se observă că în planul focal al unui sistem optic convergent pot fi localizate franje Haidinger foarte nete.

Pot fi scrise următoarele relații: $m\lambda = 2\ dn \cos \varepsilon'$; $m = 2d/\lambda$; $n = 1$; $\lambda/\Delta\lambda = m/b$; $b \approx (1 - R)/\pi R$; $\Delta\lambda = \lambda/m$; $\Delta\lambda/\Delta\varepsilon = 2d\varepsilon/m$; $\Delta\varepsilon = \lambda/2d\varepsilon$;

$$I_{max} = \frac{T^2}{(1-R)^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4R^2}{(1-R)^2} \cdot \sin \frac{\alpha}{2}}; \quad R + T + A = 1;$$

$$I_{max} = [(1 - R - A)/(1 - R)]^2; \quad I_{min} = [(1 - R - A)/(1 + R)]^2$$

În fig. 6.97, *b* este redată schema etalonului dublu KEPI-Astro executat din sticlă cuarț și sital. O variație a temperaturii cu 10°C produce compensarea unei erori de execuție de 1 μm. Etalonul este introdus într-o cameră cu presiune variabilă.

### 6.10.2. Interferometrul Fizeau

a. *Interferometrul Fizeau cu franje de egală grosime (Fizeau)*. Schema optică completă a interferometrului Fizeau pentru franje de egală grosime este reprezentată în fig. 6.98, *a*. Sursa colimatorului poate fi o lampă cu Thalliu sau laser. Condensorul $K$ proiectează sursa în planul diafragmei iris de apertură $D_A$, situată în planul focal obiect al obiectivului colimatorului. Acest obiectiv formează imaginea diafragmei de cîmp $D_C$ în planul lamei divizoare de referință $L_{dR}$, plan care reprezintă planul focal obiect al obiectivului $O_{bL}$. Obiectivul $O_{bL}$ și lentila de tub $L_T$ formează două imagini $L_e$ ale diafragmei de cîmp pe reticulul $R$ (lucarna de ieșire) și pot fi observate prin ocularul $O_c$. Pe de altă parte, se observă că fasciculul luminos este divizat de suprafața semireflectantă de referință $L_{dR}$ în două părți. Fasciculul nereflectat ajunge pe suprafața oglindă $O_g$ (a măsurandului), se reflectă și interferează cu fasciculul reflectat pe suprafața lamei de referință $L_{dR}$. Tabloul de interferență ia naștere pe reticulul (raster) $R$ din planul focal imagine $F_{LT}$ al lentilei de tub $L_T$. Abaterile de la planeitate cauzează deformarea franjelor de interferență care pot fi evaluate cu precizia de $\lambda/10 \ldots \lambda/20$.

Poziționarea corectă a franjelor de interferență se efectuează privind prin ocular cele două imagini reale ale diafragmei de cîmp pe reticul și înclinînd suprafața măsurandului pînă la suprapunerea acestor imagini. În acest caz, între suprafața de referință și suprafața măsurandului se formează o pană reală și deci apar franje de egală grosime (Fizeau).

Dacă se verifică paralelismul unei lame din sticlă, se elimină lama cu suprafața de referință. Franjele de interferență iau naștere prin suprapunerea fasciculelor reflectate pe cele două suprafețe ale lamei măsurand. Numărul lor reprezintă o măsură a neparalelismului. Franjele sînt paralele cu muchia penei.

În fig. 6.98, *b* este reprezentată schema optică a interferometrului Möller I-220 cu caracteristicile principale.

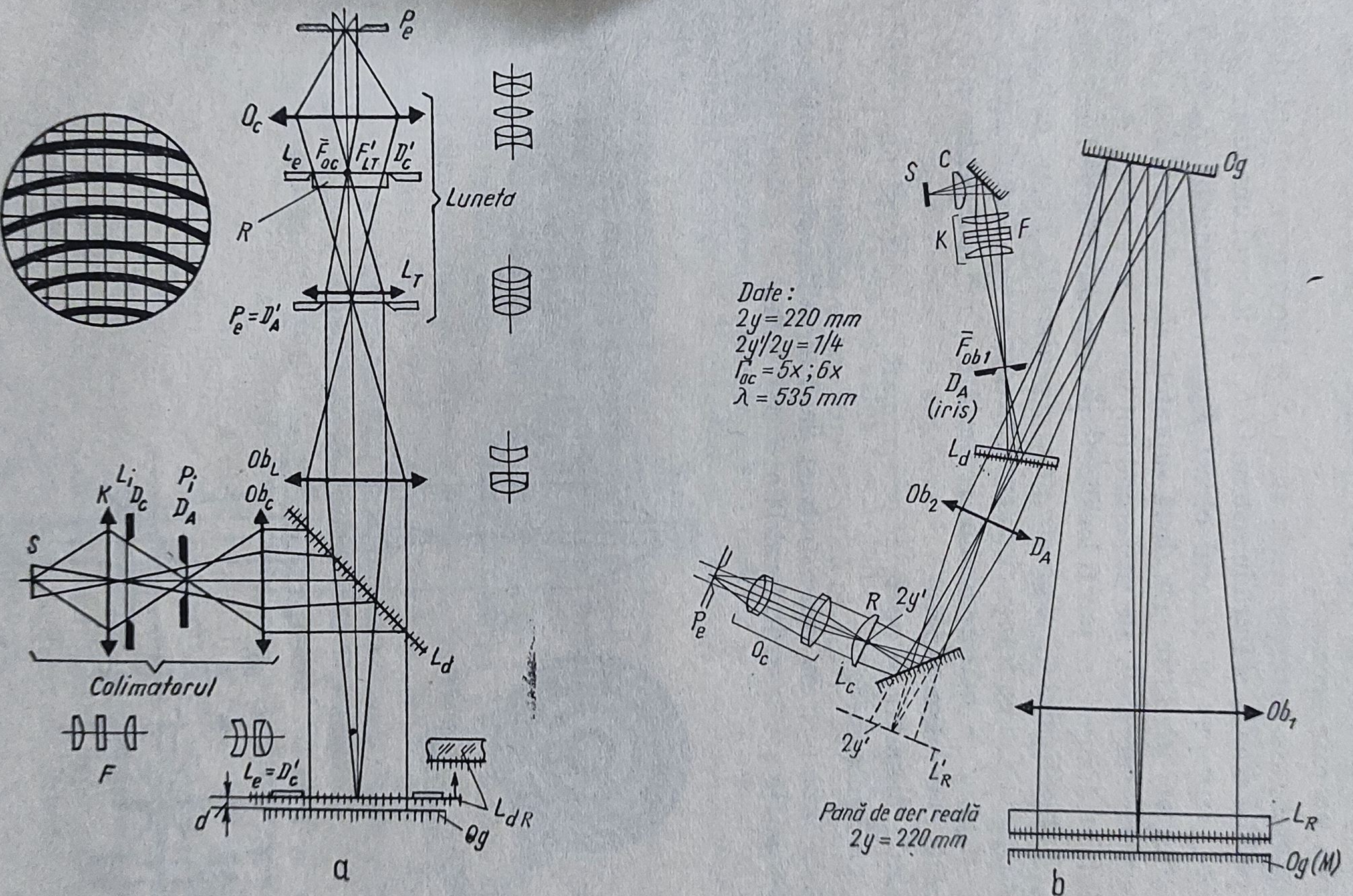



Fig. 6.98. Interferometrul Fizeau:

*a* — cu franje de egală grosime (Fizeau); *b* — interferometrul Moller I-200 cu franje Fizeau.

b. *Interferometrul Fizeau pentru franje de egală înclinare (Haidinger).* În fig. 6.99 este reprezentată schema interferometrului Fizeau pentru franje $H$. Față de schema din fig. 6.98, în fig. 6.99 s-a introdus obiectivul $Ob_1$. Lama de referință nu este necesară.

Fasciculul care pornește de la sursa $S$ și trece prin centrul diafragmei $D_A$ iese paralel din $O_{bc}$ și intră în sistemul $Ob_1$. În focarul imagine $F'_{ob1}$ al obiectivului $Ob_1$, suprapus cu focarul obiect $\overline{F}_{ob2}$ al obiectivului $O_{b2}$ se află imaginea diafragmei iris între cele două suprafețe ale măsurandului. Prin reflexiile la ambele suprafețe ale măsurandului iau naștere franje de egală înclinare la infinit, franje care pot fi localizate pe reticulul $R$ din planul focal imagine $F'_{ob2}$ al obiectivului $O_{b2}$ și observate prin ocularul $O_c$. Figura de interferență reprezintă un tablou cu franje circulare concentrice ale căror diametre, dependente de deplasarea măsurandului, reprezintă o măsură pentru neparalelismul suprafețelor măsurandului.

Variația diametrului poate fi determinată cu ajutorul unui reticul sau cu un ocular micrometric.

Inelele Haidinger au mare contrast dacă se utilizează o lampă spectrală cu vapori de Hg sau laser în locul lămpii cu Thalliu.

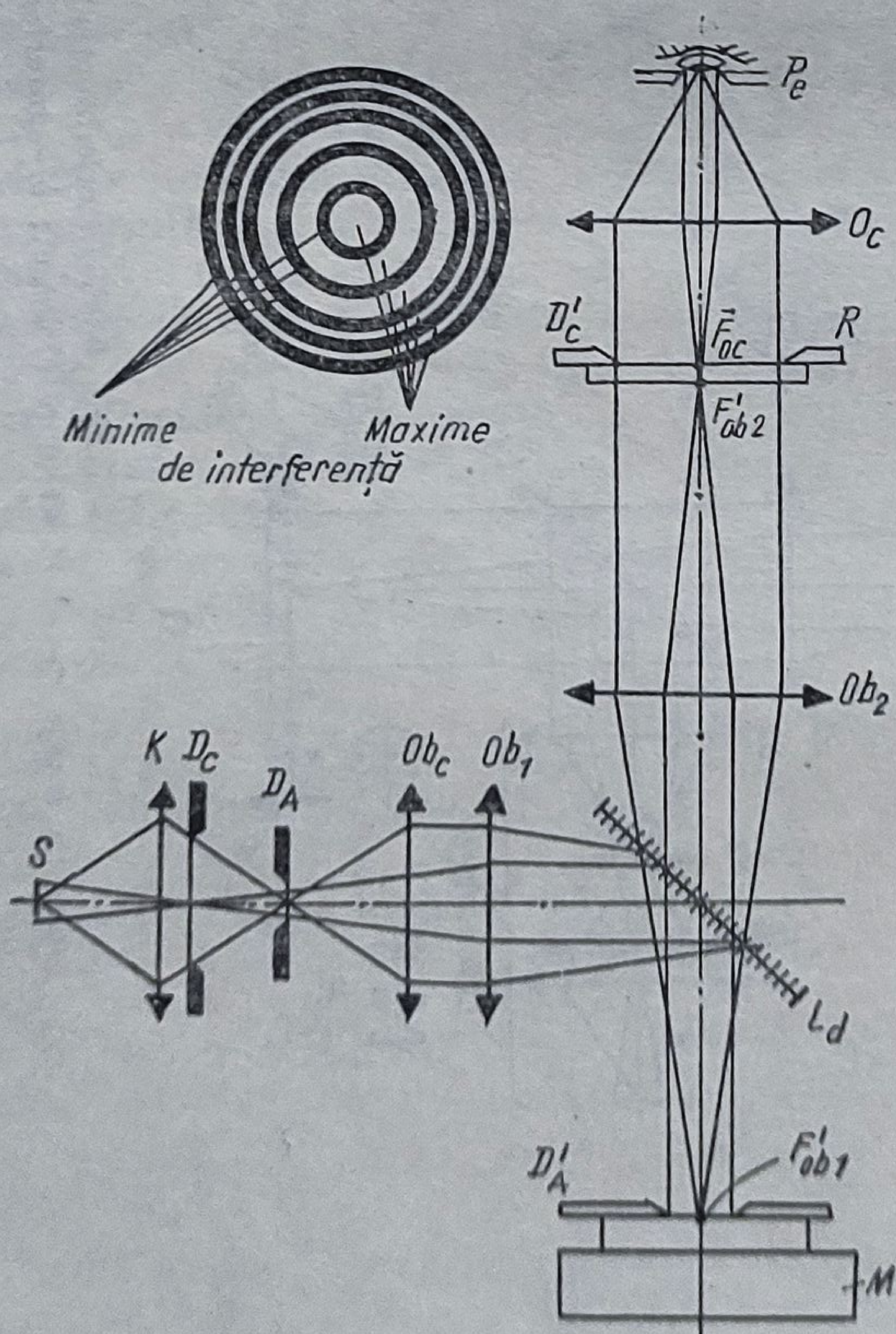



Fig. 6.99. Interferometrul Fizeau cu franje de egală înclinare (Haidinger).

Exemple: „Möller — Interferenzgerät II 100": 1) placa de referință în montură: abaterea de la planitate $\lambda/30 \dots \lambda/50$; factorul de transmisie $\tau = 100 \dots 60\%$; 2) lama divizoare cu suprafață de referință: abaterea de la planitate $\lambda/50$; $\rho = 60\%$. 3) Ocular $\Gamma = 10$ X; 17 X; 25 X.

c. Oculare micrometrice $V_d = 5$ µm; $D_m = 3$ mm.

d. Cîmpul și grosismentul total $2y/\Gamma = 100/1{,}6$ X; 85/2 X; 65/3 X; 38/5 X.

e. Cîmpul imagine: $2y' = 100$ mm.

### 6.10.3. Interferometrul Michelson

Schema completă a interferometrului creat de A.A. Michelson în 1 880 este reprezentată în fig. 6.100. Elementele constitutive ale interferometrului sînt: elementul divizor $L_d$ (o lamă, două lame, cub), oglinda $O_{g1}$ și oglinda de referință $O_{g2}$, prevăzută cu mișcările *1*, *2* și *3*. Pentru iluminare se folosește un colimator, iar pentru vizualizarea tabloului de interferență o lunetă. În cazul cînd $L_d$ este lamă, în calea fasciculului $l_2$ trebuie introdusă o lamă de compensare a drumului optic, lamă identică cu $L_d$, dar fără stratul reflectant. Fasciculul luminos provenit de la colimator este divizat de elementul $L_d$ în două părți egale $l_1$ și $l_2$ care, după reflexie pe oglinzile $O_{g1}$ și $O_{g2}$ interferează. Tabloul de intereferență se formează ca imagine reală în planul focal imagine al sistemului $O_{b2}$ și poate fi observat cu ocularul $O_c$. Se deosebesc următoarele montaje:

a. *Interferometrul Michelson pentru interferența Haidinger* (fig. 6.100, *a*). Cînd $l_1 = l_2$ diferența de drum optic $d = 0$ și imaginea fiecărei oglinzi se suprapune cu oglinda cealaltă ($\alpha = 0$); în cîmpul vizual se vede maximul central de interferență sub forma unei pete luminoase net conturată de imaginea reală $D'_c$ a diafragmei de cîmp $D_c$. Aceasta este franja Haidinger (de egală înclinare) de ordinul zero cu intensitatea maximă $I_{max}$. Dacă se deplasează paralel una dintre oglinzi cu mărimea $d$, între imaginea unei oglinzi și o oglindă reală apare o lamă de aer reală și deci tabloul de interferență este situat la infinit. Pentru vizualizarea acestuia se introduce sistemul $Ob_2$ în al cărui plan focal imagine apar și dispar inele de interferență Haidinger.

b. *Interferometrul Michelson pentru interferența Fizeau* (fig. 6.100, *b*). La înclinarea uneia dintre oglinzi cu unghiul $\alpha$ și $d = 0$, între una din oglinzi și imaginea celeilalte apare o pană reală de aer; fasciculele $l_1$ și $l_2$ interferează și deci apar franje de egală grosime (Fizeau) paralele cu muchia penei de aer, situate lîngă pană, la distanță finită. Distanța dintre franje este cu atît mai mare cu cît unghiul $\alpha$ este mai mic, dar valcarea interfranjei este totdeauna $\lambda/2$. Dacă, mai de parte, variază $d$, tabloul de franje se deplasează. În acest mod, obiecte fază slabe pot fi observate în contrast de interferență. Dacă pe una dintre oglinzi, de exemplu $O_{g1}$, se așază un obiect a cărui suprafață are abateri de la planeitate ori este rugoasă, benzile de interferență se deformează corespunzător. Curbura, respectiv neregularitățile benzilor, reprezintă o măsură pentru abaterea piesei.

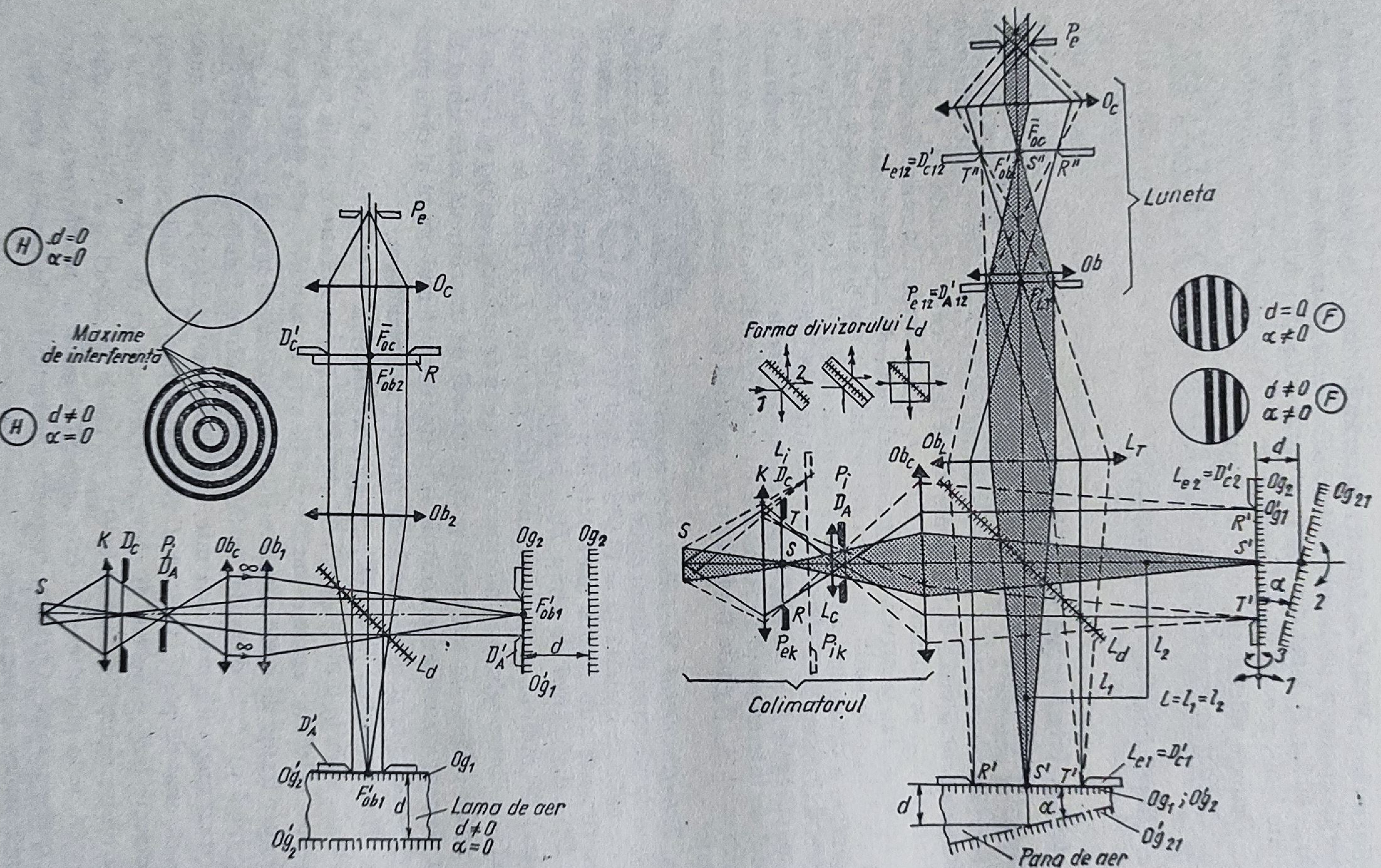



Fig. 6.100. Interferometrul Michelson:
*a* — cu franje Haidinger; *b* — cu franje Fizeau.

În fig. 6.100 se observă rolul obiectivului $O_{b1}$ pentru reprezentarea pupilelor și lucarnelor și suprapunerea celor două imagini ale diafragmei $D_A$ în planul focal al lentilei $L_T$ precum și înclinarea oglinzii de referință. Pentru a se micșora diametrul obiectivului colimatorului $O_{bc}$, în ambele scheme se poate introduce o lentilă de cîmp în planul diafragmei de apertură $D_A$.

Deoarece egalizarea drumurilor optice $l_1$ și $l_2$ se realizează cu mari dificultăți, este avantajos să se folosească surse laser (Heliu-Neon cu $\lambda = 632{,}8$ nm).

Cînd se folosește lampa cu vapori de Hg, pentru obținerea anumitor lungimi de undă, se introduc filtre după colectorul $K$ sau între lentilele acestuia (verde — $\lambda = 546$ nm, galben — $\lambda = 577/579$ nm; albastru (— $\lambda = 435/436$ nm). Date: $2y'/2y = 1/5$ (la observarea vizuală); $2y = 60$ mm; $f'_{oc} = 30$ mm, 25 mm și 14,7 mm.

### 6.10.4. Interferometrul Twyman-Green

Interferometrul Twyman-Green este un interferometru Michelson modificat, la care oglinda plană de referință este înlocuită cu o oglindă sferică concavă. În fig. 6.101 se reprezintă schema pentru interferența Fizeau, fo-




Fig. 6.101. Interferometrul Twyman-Green cu franje Fizeau.

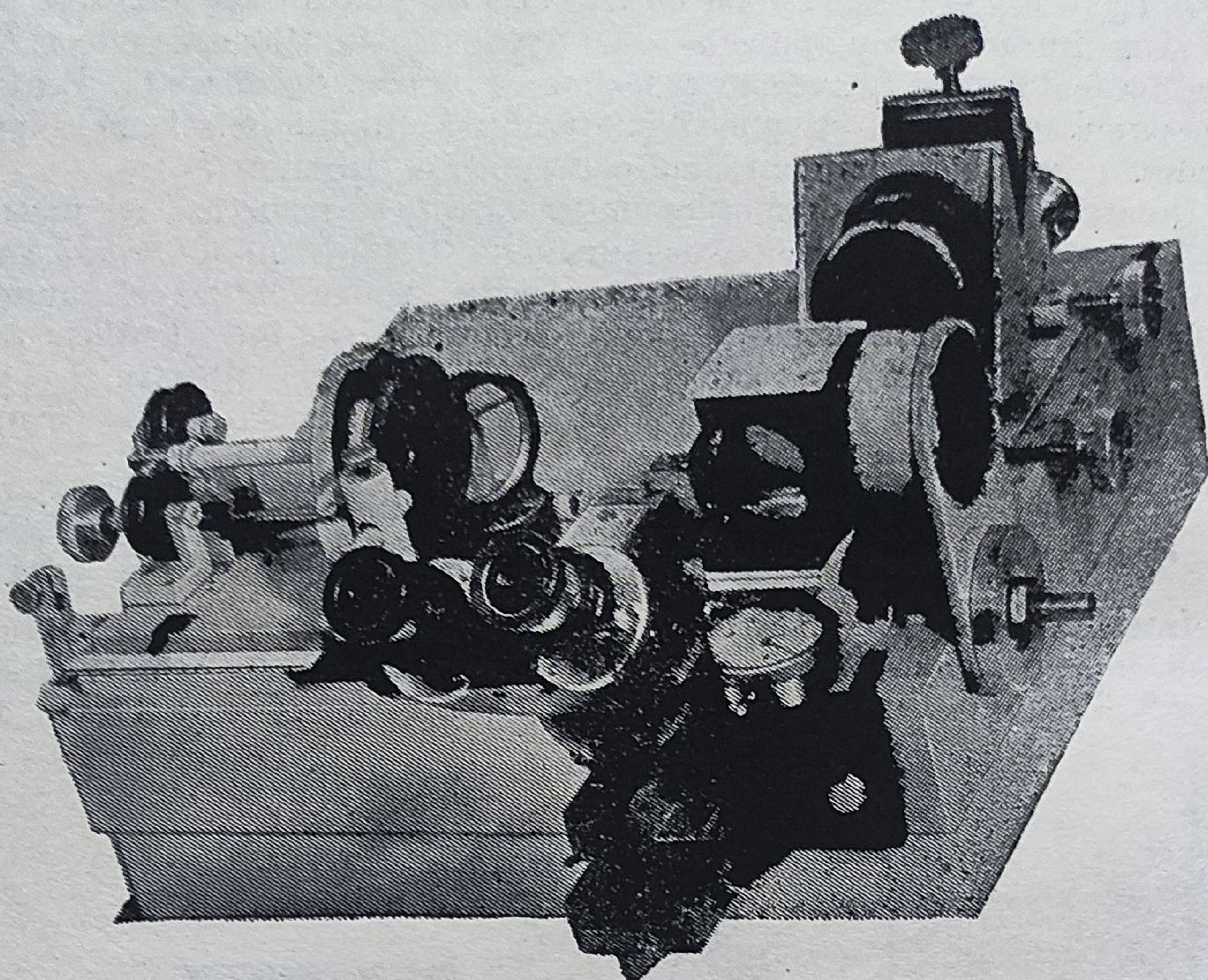


Fig. 6.102. Interferometrul Twyman-Green foto.

losită la verificarea stadiului de corectare a aberațiilor obiectivelor $M$. Se observă că, pentru compensarea drumurilor optice și pentru deplasarea tabloului de interferență în cîmpul vizual, este avantajos să se introducă lamele de compensare $L_c$. De asemenea, este necesar ca obiectivul măsurand să se rotească în jurul punctului nodal imagine $N'$. Pentru obținerea franjelor de interferență nu se recomandă deplasarea transversală a oglinzii convexe, deoarece raza care se propagă de-a lungul axei nu trebuie să aibă direcția centrului de curbură al oglinzii, ci înclinarea oglinzii de referință $O_{g1}$.

Pentru ajustarea interferometrului și obținerea franjelor de interferență este necesar ca oglinda de referință $O_{g1}$ să se încline în jurul a două axe perpendiculare. Ambele mișcări sînt posibile dacă oglinda se fixează într-o montură cardanică cu lagăre de torsiune. Deplasarea tabloului de interferență în cîmp se realizează prin înclinarea lamei de compensație $L_c$. Fig. 6.102 reprezintă un interferometru Tewyman pentru verificarea obiectivelor fotografice.

În partea stîngă se vede modul de fixare și înclinare a oglinzii de referință.

Fig. 6.103 reprezintă schema optică a interferometrului Twyman cu laser pentru verificarea suprafețelor asferice prin metoda „control zero", adică

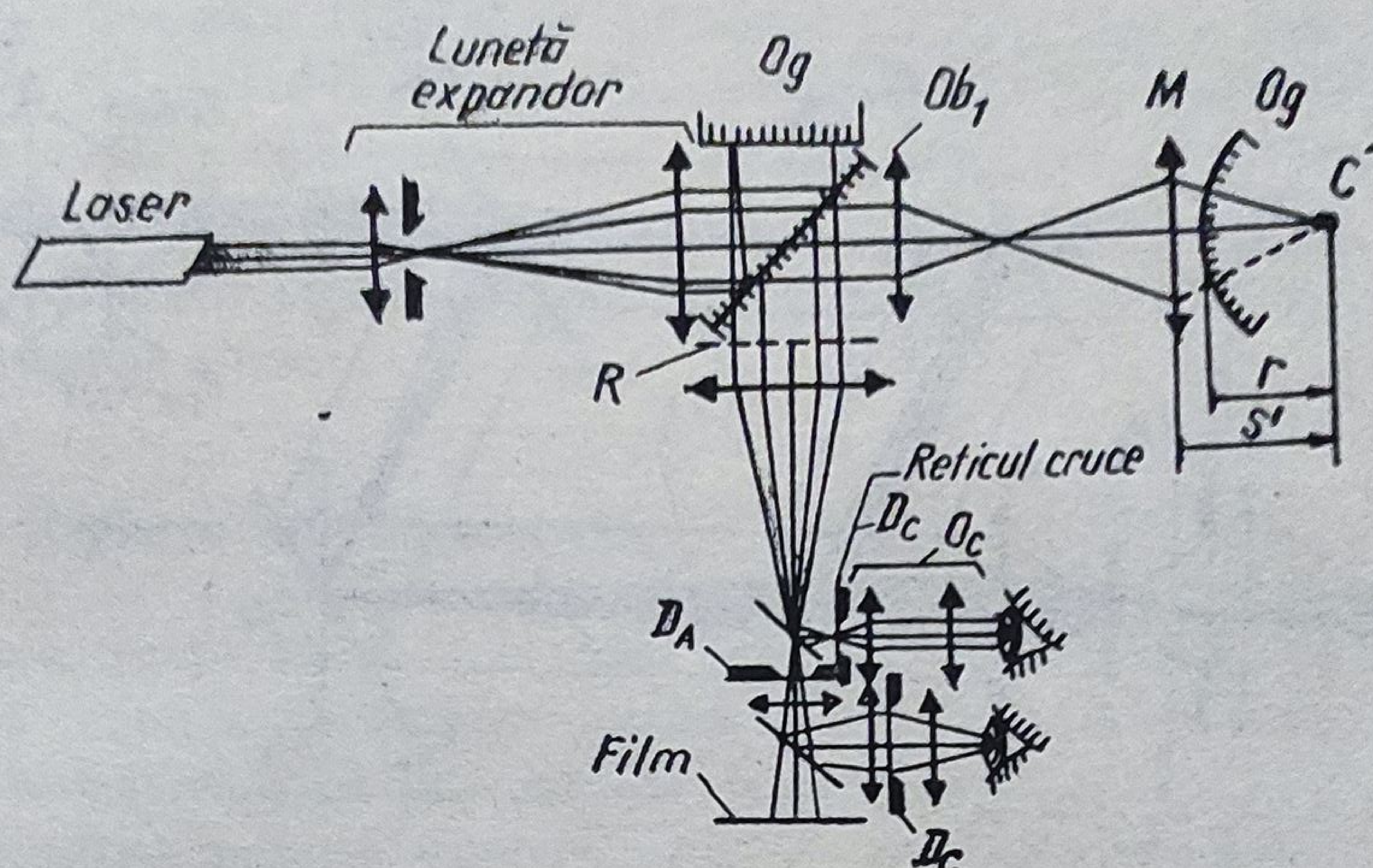



Fig. 6.103. Interferometrul Twyman pentru verificarea în serie a suprafețelor asferice.

între frontul de undă provenit de la măsurand și cel provenit de la oglinda de referință să apară o abatere nulă. În acest fel franjele rămîn nedeformate. Dacă franjele apar deformate, suprafața măsurand nu corespunde celei teoretice (v. Zeiss-Informationen H 88/1978/79, p. 19—25).

Pentru a realiza acest efect se folosește un element optic compensator în formă de rețea curbă, așa numita „hologramă sintetică" care se utilizează ca lentilă asferică. Deși rețeaua este străbătută și de fasciculul de comparare, acesta nu suferă modificări, deoarece din unda de comparare acționează numai partea difractată de ordinul zero.

### 6.10.5. Interferometrul Mach-Zehnder

Aparatul (fig. 6.104) are același dispozitiv de iluminare ca interferometrele anterioare, deoarece acesta permite propagarea telecentrică a fasciculului pentru reprezentarea tabloului de interferență și conectarea judicioasă a tuburilor luminoase, separînd sursa de tabloul de interferență și limitînd net cîmpurile. Imaginea oglinzii $O_{g2}$ în lama divizoare $L_{d2}$ trebuie să se formeze la jumătatea distanței $O_{g1}-L_{d2}$ și se suprapune cu imaginea $D'_{e1}$ a lucarnei de intrare. Prin înclinarea oglinzii $O_{g2}$ în jurul axelor paralelă și perpendiculară pe planul figurii se obțin tablouri de benzi de interferență cu direcții și densități dorite, corespunzătoare pozițiilor relative ale pupilelor de ieșire $P'_{e1}$ și $P'_{e2}$ din planul focal imagine al sistemului lenticular $O_{bL}$. La rotirea oglinzii $O_{g2}$ în jurul axei perpendiculare se menține contrastul benzilor de interferență.

Dacă se rotește $O_{g2}$ în jurul axei din planul figurii, se micșorează contrastul și totodată se rotește fasciculul în sine, adică se rotește azimutal tabloul

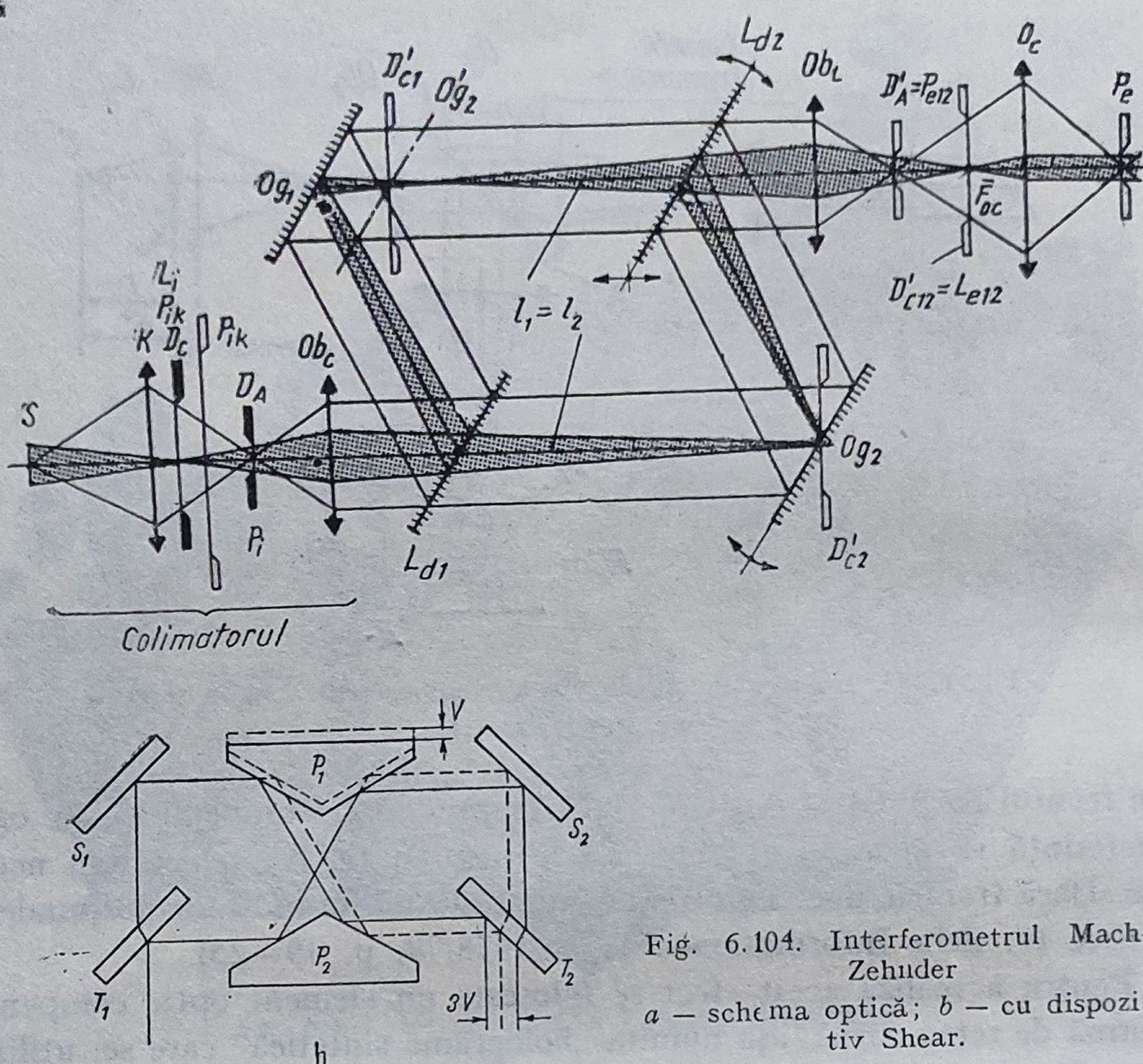



Fig. 6.104. Interferometrul Mach-Zehnder
*a* — schema optică; *b* — cu dispozitiv Shear.

de interferență împreună cu lucarnele. Cu creșterea unghiulară de rotire franjele se apropie una de alta și contrastul scade. Cînd benzile sînt foarte apropiate și înguste se obține contrast bun numai în zona centrală. Acest neajuns poate fi compensat parțial prin micșorarea diafragmei de apertură $D_A$. În fig. 104, *b* este reprezentat interferometrul Mach-Zehnder cu dispozitiv Shear după R. Thieme.

### 6.10.6. Interferometrul Jamin

Acest interferometru (v. fig. 6.96, *e*) este alcătuit din două lame plan-paralele identice, cu suprafețele $G$ și $G'$ metalizate (oglinzi) și situate la 45° față de fasciculul incident provenit de la o sursă întinsă $S$. Rotind lamele cu unghiuri egale și de sensuri contrare în jurul dreptelor $AB$ și $A'B'$, diferențele de drum optic sînt nule pentru toate direcțiile razelor incidente. Franjele sînt orizontale și pot fi observate în lumină albă, franja centrală luminoasă corespunzînd razelor orizontale $IJ'$ și $KL$. Minimile sînt nule, deoarece fiecare rază suferă același număr de reflexii și refracții.

Practic, lamele nu sînt identice (neomogenitate, abateri de la plan-paralelism etc.), așa că aparatul se reglează prin tatonări.

Dacă în calea unui fascicul se introduce un gaz, drumul optic se modifică. Pentru vid acesta devine $(n-1)\ e$ și franjele se află situate la distanță $\lambda$. Variația $(n-1)\ e$ corespunde unei deplasări $p=(n-1)\ e/\lambda$ interfrange. Cu un reticul se măsoară o franjă cu precizia de 1/40 interfranje.

Și la acest interferometru tabloul de interferență nu trebuie să se suprapună cu imaginea sursei.

### 6.10.7. Reglarea interferometrelor

La o construcție ideală, cele două tuburi optice sînt conectate perfect, adică, după reunirea fasciculelor pupilele și lucarnele se suprapun și toate fasciculele interferează cu diferența de drum optic nulă ($\alpha=0$). Cîmpul vizual este iluminat uniform și intensitatea este maximă. Prin deplasarea unui fascicul față de celălalt are loc de deplasare de fază și scade luminozitatea în cîmpul vizual. În lumină policromatică (albă) se văd culori de interferență Newton. În lumină monocromatică, pentru o diferență de drum optic egală cu $\lambda/2$ intensitatea este minimă. Contrastul optim $K=(I_{max}-I_{min})/(I_{max}+I_{min})\approx 1$ atunci cînd: 1) pupilele (imaginile diafragmei de apertură) se suprapun; 2) lucarnele (imaginile diafragmei de cîmp) se suprapun; 3) drumurile optice sînt egale; 4) intensitatea și gradele de polarizare ale celor două fascicule reunite sînt egale.

Pentru poziționarea laterală a tabloului de interferență în cîmpul obiect trebuie deplasate lateral (transversal) pupilele. Dacă pupilele sînt deplasate axial una față de cealaltă, franjele apar curbate. Cu creșterea laterală a distanței dintre pupile crește densitatea franjelor orientate perpendicular pe direcția de deplasare a pupilelor.

Independent de deplasarea pupilelor, pentru realizarea unui contrast optim al franjelor este necesară coincidența perfectă a lucarnelor.

## 6.11. Aparate spectrale

Un aparat spectral este constituit din următoarele patru părți principale: colimatorul, elementul dispersiv, luneta de observare sau camera fotografică și receptorul (fig. 6.105), ultimele două componente formînd o unitate constructivă. La unele aparate, toate componentele sînt fixe; la altele se rotește prisma sau luneta.

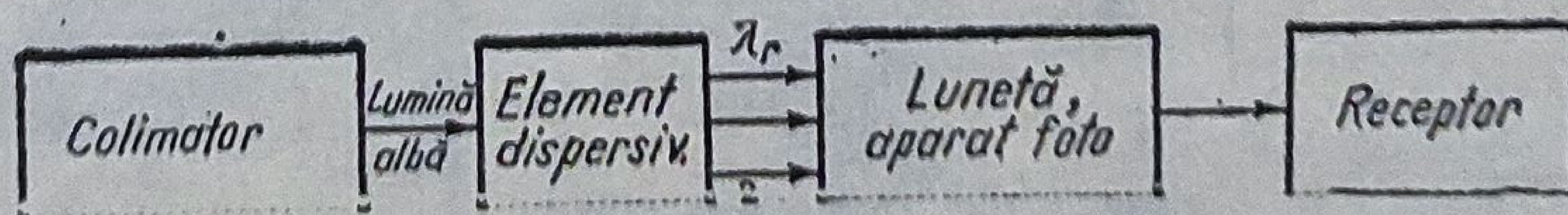



Fig. 6.105. Componentele principale ale unui aparat spectral.

Primele trei componente alcătuiesc monocromatorul. Elementul dispersiv, poate fi un sistem prismatic (v. § 4.15.10) sau o rețea de difracție plană (v. § 4.11.1) ori concavă (v. § 4.11.2).

### 6.11.1. Colimatorul

Colimatorul (v. fig. 6.49) este alcătuit din trei părți și anume: dispozitivul de iluminare, fanta $P_{tA}$ (pupila) de intrare a aparatului spectral situată în planul focal obiect $\bar{F}_{obc}$ al obiectivului și obiectivul care poate fi un sistem lenticular sau o oglindă concavă. (Atenție! Să nu se confunde pupila de intrare a aparatului situată în $\bar{F}_{obc}$ cu pupila de intrare a obiectivului, situată de cele mai multe ori în planul principal al obiectivului).

Construcția dispozitivului de iluminare depinde de natura sursei de radiații. Dacă aceasta este omogenă (nu conține filament), craterul sau tubul de descărcare în gaze se proiectează în pupila de intrare a aparatului spectral (tubul este situat paralel cu fanta); cînd sursa este neomogenă (filament) aceasta nu trebuie proiectată în pupila aparatului, ci în pupila de intrare a obiectivului.

În fig. 6.106 sînt reprezentate două moduri de iluminare a fantei: fără colector și cu colector. Din fig. 6.106, *a*, unde sursa este situată lîngă fantă, rezultă „condiția de umplere" a colimatorului: $l/s > D_{ob}/f'$. Pentru a apropia sursa de fanta de intrare a aparatului $F_t = P_{tA}$ și a o micșora corespunzător, se poate utiliza un colector $C$ (fig. 6.106, *b*) și condiția de umplere devine $l'/x \geq D_{obc}/f'_{obc} = \Omega$ (deschiderea relativă a obiectivului colimatorului). În cazul în care sursa are volum mare (fig. 6.106, *c*) sînt valabile următoa-

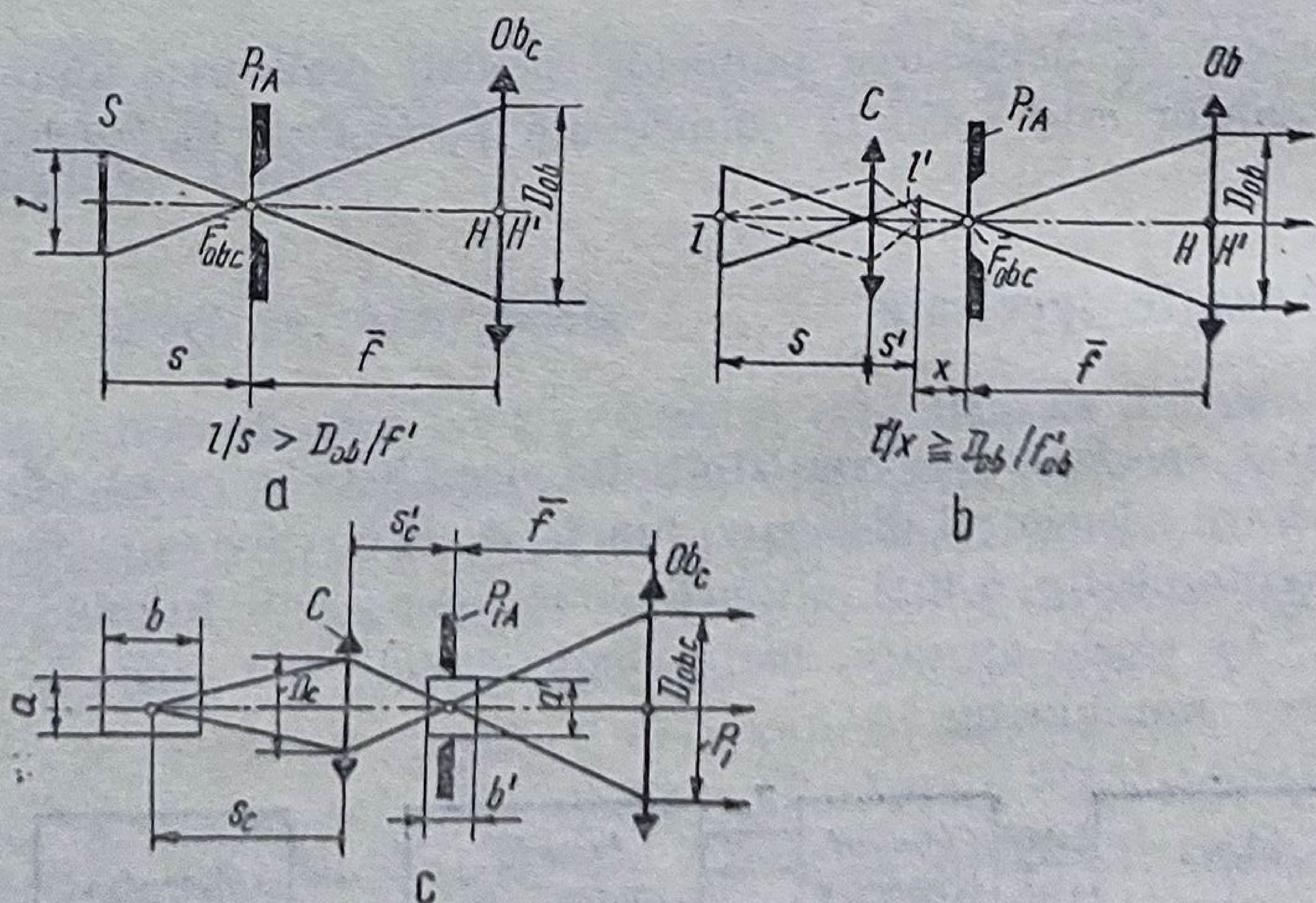



Fig. 6.106. Iluminarea fantei:
*a* — direct; *b*, *c* — cu colectoare lenticulare.

rele relații: $1/s'_c - 1/s_c = 1/f'_c$; $\beta'_c = s'_c/s_c = a'/a$; $\alpha = b'/b = (s'_c/s_c)^2$; $b'/a' = (b/a)(s'_c/s_c)$. Dacă se proiectează centrul sursei pe fanta $F_{iA}$ rezultă $\frac{2a'}{b'} = \frac{2a}{b}\left(\frac{s_c}{s'_c}\right) \geqq D_{obc}/f'_{obc} = \Omega_{obc}$.

Iluminarea fantei este coerentă atunci cînd este satisfăcută condiția: $aP_{iA}/s \leqq \lambda$, în care $P_{iA}$ reprezintă lățimea fantei de intrare a aparatului, $a$ — lățimea sursei și $s$ — distanța sursei față de fanta $P_{iA}$. Se observă că iluminarea nu mai este completă ($a/s > D_{obc}/f'_{obc}$). Pentru a satisface condiția de iluminare completă trebuie micșorată sursa cu ajutorul unui colector astfel incît banda centrală de difracție (v. § 13.6) să aibă lățimea mai mare decît lățimea $P_{iA}$ a fantei de intrare a aparatului, adică $P_{iA} < 1{,}22\lambda s'_c/D_c$ (fig. 6.106, *c*).

Pentru satisfacerea acestei condiții de iluminare coerentă trebuie să se folosească o fantă $P_{iA}$ care să poată fi variată continuu și măsurabil. Din aceeași figură se obține diametrul colectorului: $D_c/s'_c \geqq D_{obc}/f'_{obc}$. Pentru $\beta'_c = 1$ rezultă $s'_c = 2f'_c$ și $D_c/f'_c \geqq 2\,D_{obc}/f'_c$, adică deschiderea relativă a colectorului trebuie să fie mai mare decît dublul deschiderii relative a obiectivului colimatorului.

Iluminarea fantelor foarte mari (fig. 6.107) se realizează ușor cu ajutorul unui difuzor (hîrtie albă, ceramică acoperită cu oxid de magneziu etc.). Se înțelege că sursa trebuie să aibă emitanță mare și în fantă să nu intre decît lumina difuzată.

Revenind la fig. 6.106, *c*, se observă că dacă sursa $S$ este extinsă, fasciculul (*1*, *2*) este vignetat considerabil de montura obiectivului colimatorului (fig. 6.108). Pentru evitarea acestui fenomen se introduce o lentilă de

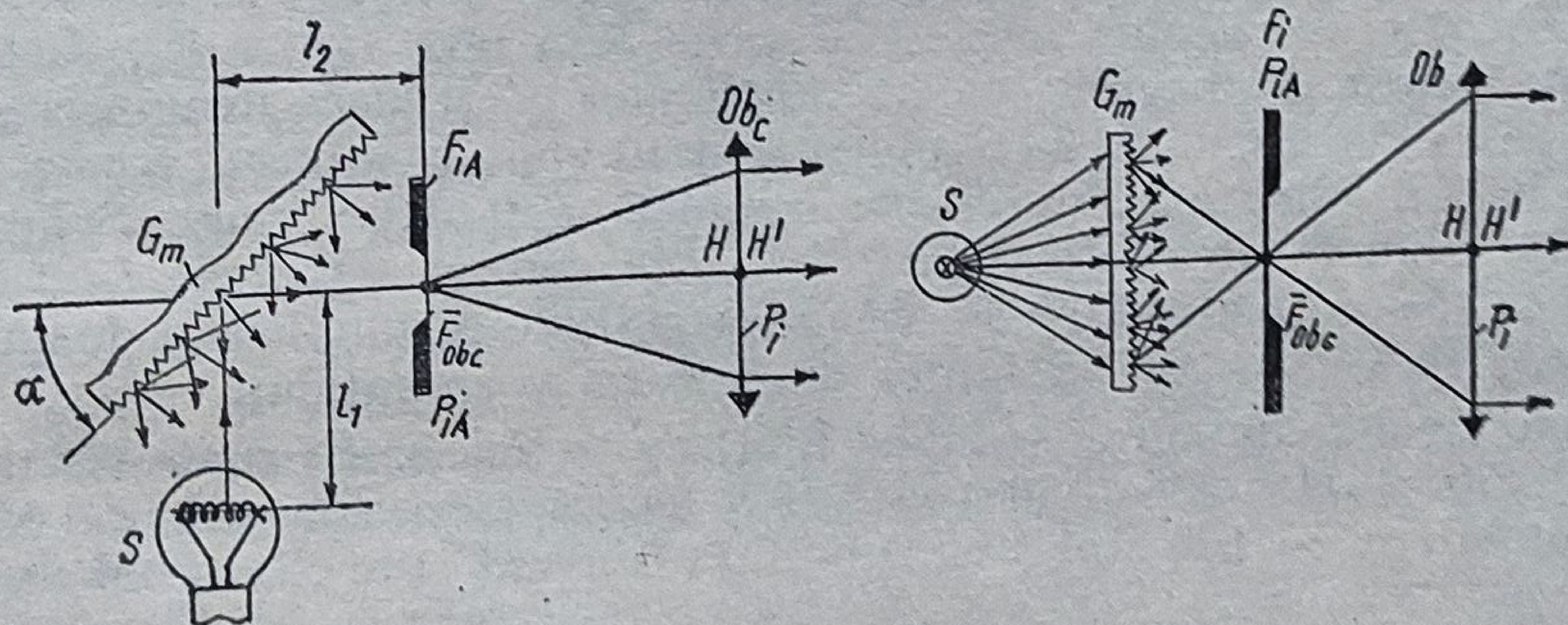



Fig. 6.107. Iluminarea fantelor cu elemente difuzoare.

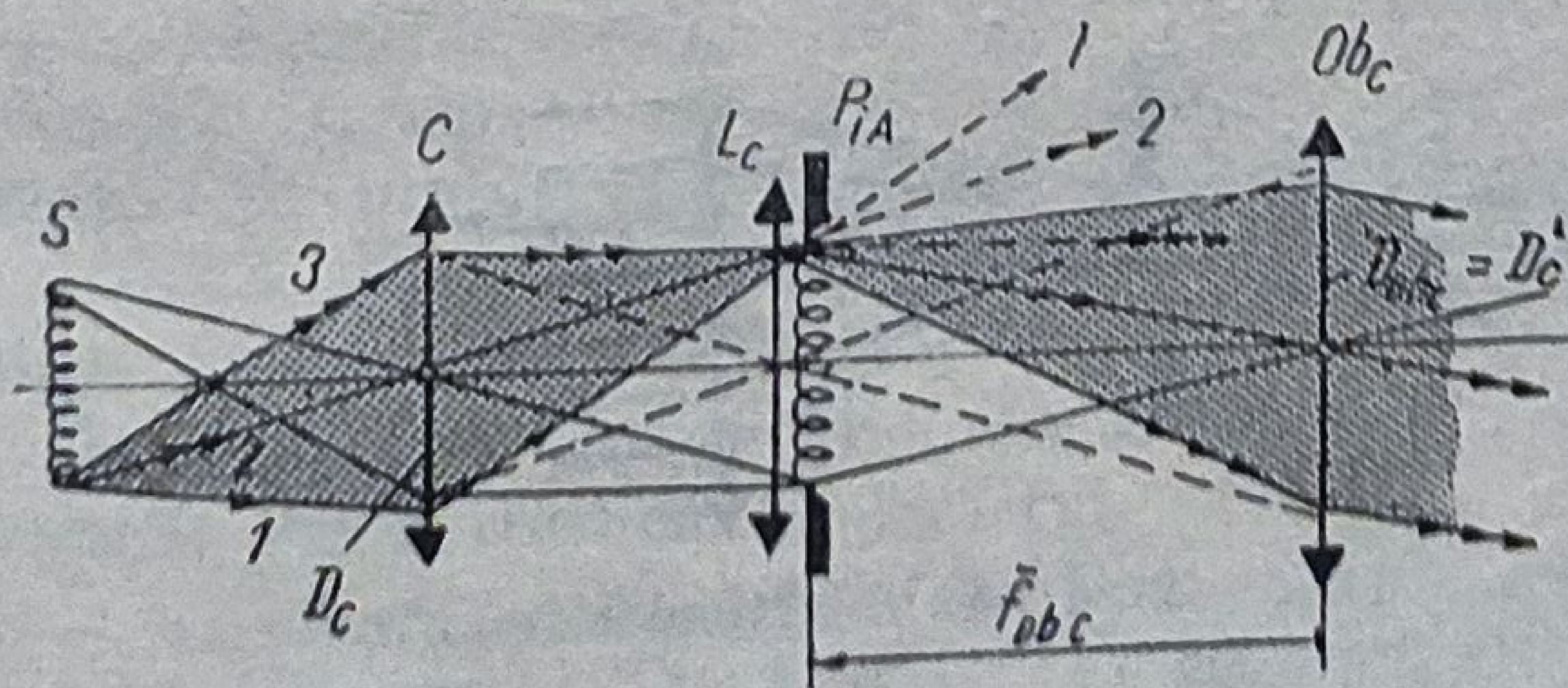



Fig. 6.108. Eliminarea vignetării fasciculului cu o lentilă de cîmp situată în $P_{iA}$.

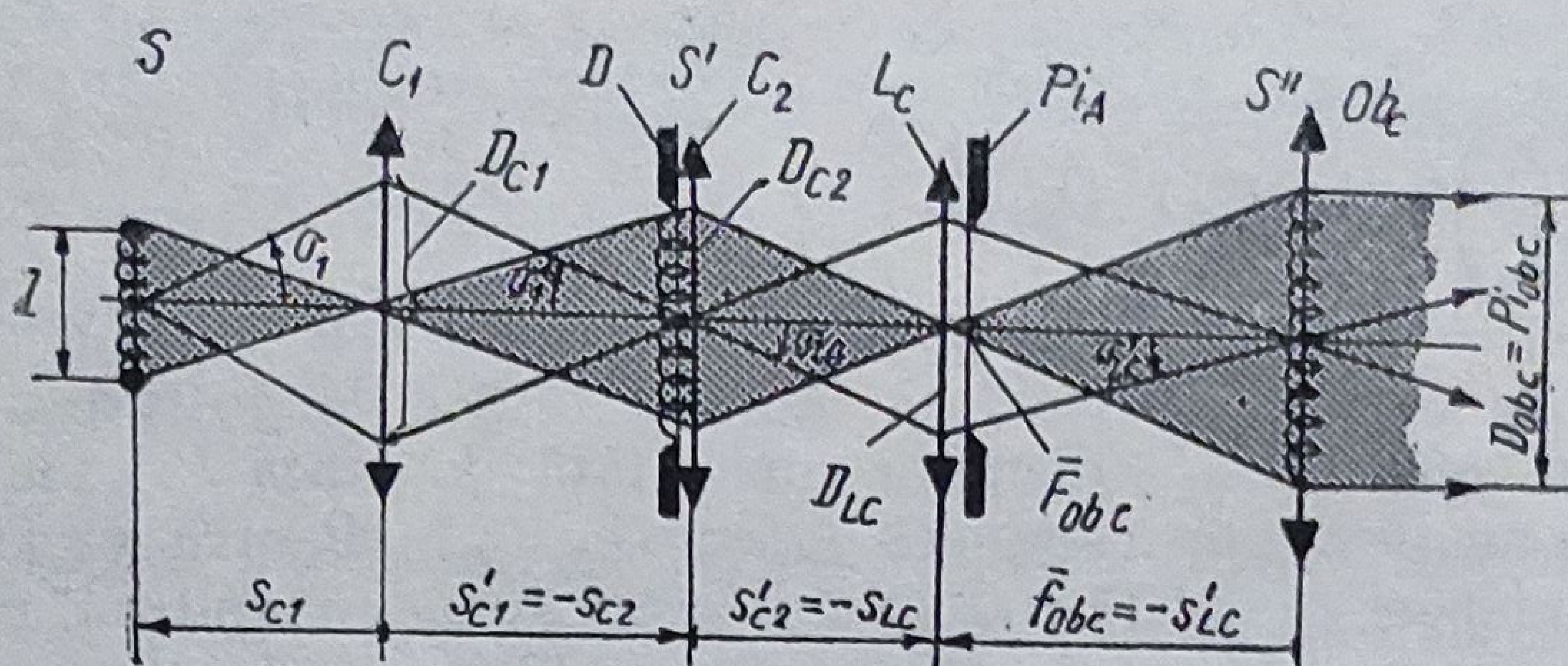



Fig. 6.109. Dispozitiv de iluminare pentru fante.

cîmp $L_c$ în planul pupilei de intrare $P_{iA}$. Distanța focală a acestei lentile trebuie astfel aleasă încît imaginea diametrului util al colectorului $C$ (monturii colectorului) să fie egală cu diametrul util al obiectivului colimatorului și situată în planul principal $H$ al acestuia ($D_{obc} = L'_c = D_c\beta'_{Lc}$).

Se menționează faptul că această schemă este perfectă numai pentru surse omogene. Dacă sursa este neomogenă, imaginea sa trebuie să se formeze în pupila de intrare a obiectivului (fig. 6.109).

Se observă că sursa $S$, orientată paralel cu pupila de intrare $F_{iA}$ a aparatului, este proiectată în pupila de intrare a obiectivului: $D_{obc} = P_{i\,obc} \leqq l\beta'_{c1}\beta'_{Lc}$; $P_{iA} \leqq D_{c1}\beta'_{c2}$; $1/s'_{c1} - 1/s_{c1} = 1/f'_{c1}$; $1/s'_{c2} - 1/s_{c2} = 1/f'_2$; $1/s'_{Lc} - 1/s_{Lc} = 1/f'_{Lc}$.

Pentru fante mici și obiective cu diametre mari se recomandă schema din fig. 6.110. Se observă că sistemul lenticular este constituit din colectorul $C_1$ și rasterul $C_2$, alcătuit la rîndul său dintr-un număr mare de lentile sferice sau cilindrice.

În timp ce colectorul $C_1$ formează imaginea sursei $S$ în fanta $F_{iA}$, sistemul $C_1C_2$ formează imaginea $S'$ a sursei $S$ în fața fantei $F_{iA}$. Lentila de cîmp $L_c$ formează imaginile $S''$ ale imaginilor $S'$ și deci imaginea sursei $S$ în pupila de intrare a obiectivului colimatorului. Neajunsul acestei scheme constă în imposibilitatea iluminării complete a fantelor lungi. Schema din fig. 6.111 elimină acest dezavantaj. Aceasta conține sistemele $L_3$ și $L_4$ prevăzute cu rastere lenticulare și satisface condițiile de umplere și de iluminare uniformă, fără structură a fantei de intrare a aparatului.

Obiectivul colimatorului (dublet lipit) nu trebuie să fie riguros acromatic. Pentru $P_i/f' \leqq 1/15$ obiectivul poate fi o lentilă plan convexă de cea mai bună formă $r_1/r_3 = 1/6$) situat cu suprafața convexă spre elementul dispersiv.

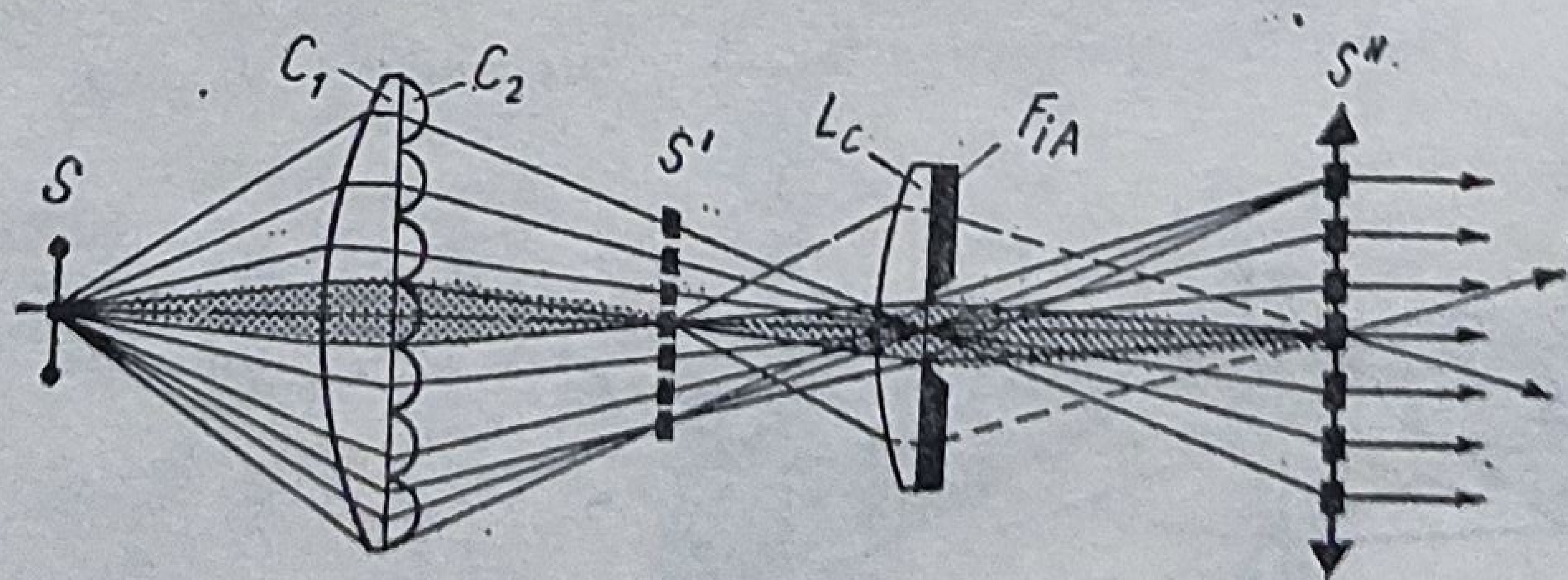



Fig. 6.110. Iluminarea fantelor mici și obiectivelor cu diametre mari.

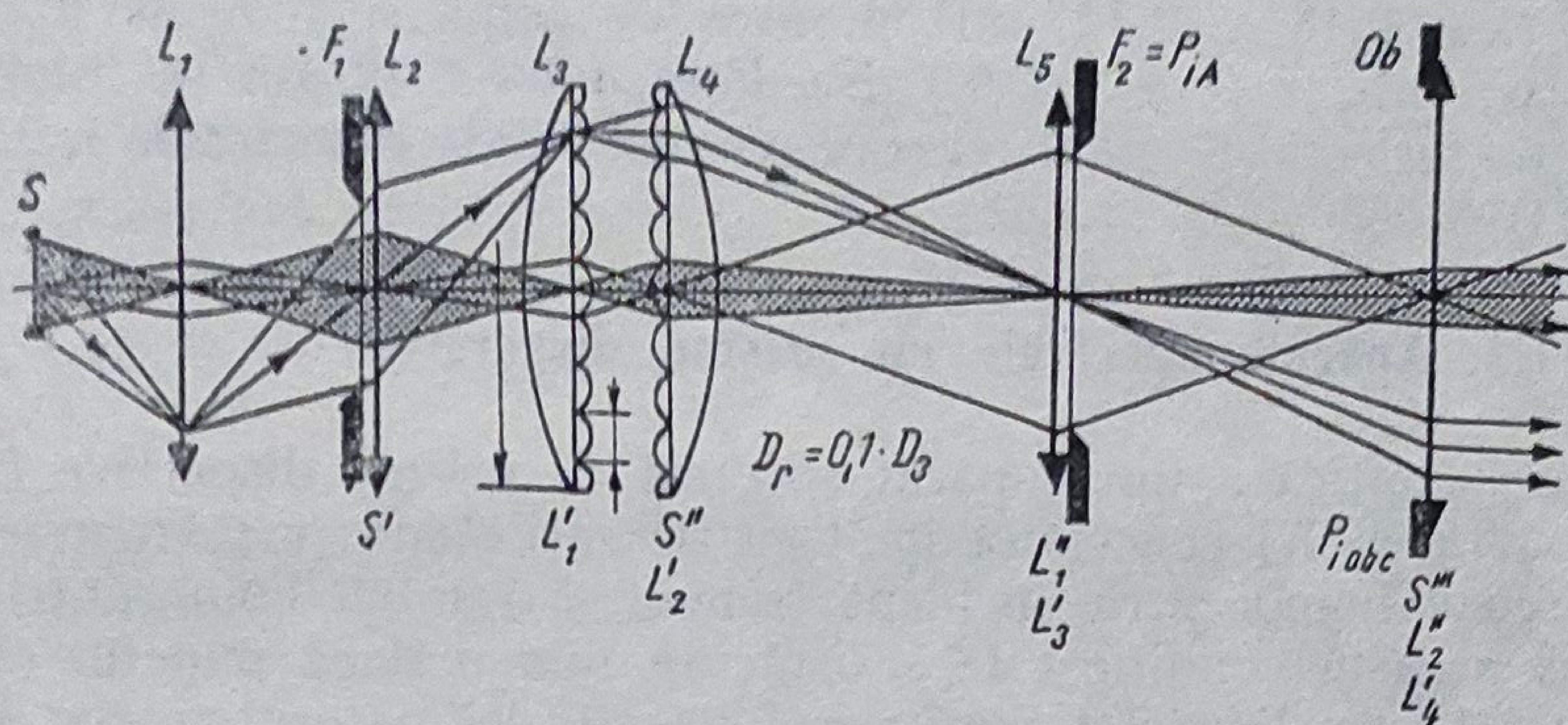



Fig. 6.111. Iluminarea uniformă a pupilelor de intrare lungi ale aparatelor spectrale.

Diametrul obiectivului trebuie să fie egal sau mai mic decît proiecţia suprafeţei prismei dispersive în planul principal al obiectivului.

Materialele pentru lentilele obiectivului trebuie să fie transparente la radiaţiile folosite. În caz contrar se utilizează oglinzi concave.

### 6.11.2. Sistemul dispersiv

Sistemul dispersiv poate fi de tip prismatic (v. tabelul 4.1) sau în formă de reţea de difracţie plană ori concavă, funcţie de domeniul lungimilor de undă ale radiaţiilor utilizate şi de caracteristicile receptorului (v. § 4.11).

a. *Domeniul infraroşu*. Pentru radiaţiile cu lungimile de undă $\lambda$ cuprinse între 0,78 $\mu$m şi 3 $\mu$m se foloseşte sticla optică şi cuarţul. Cuarţul cristalin are dublă refracţie şi polarizare rotatorie. Dacă muchia refractantă a unei prisme dispersive este paralelă cu axa optică a cristalului, fiecare linie spectrală apare dublă. Dacă muchia refractantă este perpendiculară pe axa optică a cristalului din cuarţ şi perpendiculară pe bisectoarea unghiului de refracţie $A$, dispare dubla refracţie, dar polarizarea rotatorie care are maximul pe axă şi care constă în aceea că razele circulare spre dreapta şi spre stînga străbat mediul cu viteze diferite, arată, în acest caz, că birefringenţa este de circa 100 de ori mai mică. Totuşi, pentru a se evita complet imagini duble ale fantei se foloseşte prisma Cornu sau autocolimaţia, unde acţiunile se compensează.

În afara sticlei şi cuarţului, pentru alte domenii de lungimi de undă, se mai folosesc: fluorina $CaF_2$ ($\lambda = 4 ... 8$ $\mu$m), sarea de gemă NaCl ($\lambda =$ $= 8 ... 14$ $\mu$m) şi sylvina KCl ($\lambda = 14 ... 23$ $\mu$m). Pentru $\lambda > 23$ $\mu$m nu există materiale transparente şi deci se folosesc reţele cu constantă mare (de ordinul lungimii de undă). Reţelele transparente se execută din sîrmă subţire fixată pe o ramă. Dacă distanţa dintre sîrme este egală cu diametrul sîrmei, apar numai spectre de ordin impar.

b. *Domeniul vizibil (V)*. În acest domeniu, cu $\lambda = 0,36 ... 0,78$ $\mu$m, se foloseşte sticla optică şi cuarţul.

c. *Domeniul ultraviolet (UV)*. În domeniul cu $\lambda < 0,3$ $\mu$m sticla nu mai este transparentă. De aceea, se foloseşte: cuarţul ($\lambda = 0,38 ... 0,18$ $\mu$m).

Fluorina ($\lambda = 0{,}18 \ldots 0{,}12$ μm) și sarea de gemă se folosesc mai rar, deși sînt transparente pînă la $\lambda = 0{,}1$ μm. Pentru $\lambda < 0{,}12$ μm se folosesc rețele de difracție reflectante, plane și concave, executate din metale sau din sticlă (v. § 4.11).

### 6.11.3. Aparate spectrale cu prisme dispersive

Schema optică a unui aparat spectral cu prisme dispersive (fig. 6.112) trebuie să fie astfel concepută încît să fie satisfăcute următoarele condiții: 1) un fascicul homocentric incident trebuie să rămînă homocentric și după refracție; această condiție este satisfăcută numai dacă punctul obiect este situat la infinit; din acest motiv se folosește colimatorul (reglat la infinit) și luneta de observare; 2) imaginea formată în planul focal al obiectivului $O_{bL}$ (obiectiv de lunetă sau obiectiv fotografic) trebuie reprezentată cu mărirea $\beta = h'/h = 1$; această condiție este îndeplinită numai dacă propagarea luminii prin prismă are loc la deviația minimă, adică raza care se propagă prin prismă de-a lungul axei optice trebuie să fie perpendiculară pe bisectoarea unghiului de refracție $A$; 3) imaginile monocromatice ale fantei $P_{iA}$, situată paralel cu muchia refractantă, nu sînt drepte, ci curbe, cu concavitatea situată opus muchiei refractante, deoarece imaginile sagitale au abscise diferite. Convexitatea este de partea radiației roșii.

Cînd se dorește o dispersie unghiulară mai mare se folosesc mai multe prisme identice, fiecare dintre acestea funcționînd în condiția de deviație minimă, sau se folosesc sisteme prismatice alcătuite din mai multe prisme lipite.

Dacă numărul suprafețelor refractante este $p$, atunci există $p + 1$ medii. Notînd cu $\omega$ unghiul dintre suprafețele $1$ și $p$, deviația $D = i_1 (-1)^p i'_p + +(-1)^{p+1} \cdot \omega$. Deviația este minimă atunci cînd $\frac{n_1}{n_{p+1}} \cdot \prod_1^p \frac{\cos i_j}{\cos i'_j} = 1$. Pentru $n_1 = n_{p+1} = 1$ rezultă $\pi(\cos i_j/\cos i'_j) = 1$.

Principalele scheme optice ale monocromatoarelor cu prisme dispersive sînt redate în fig. 6.113. Proiectarea componentelor începe cu precizarea

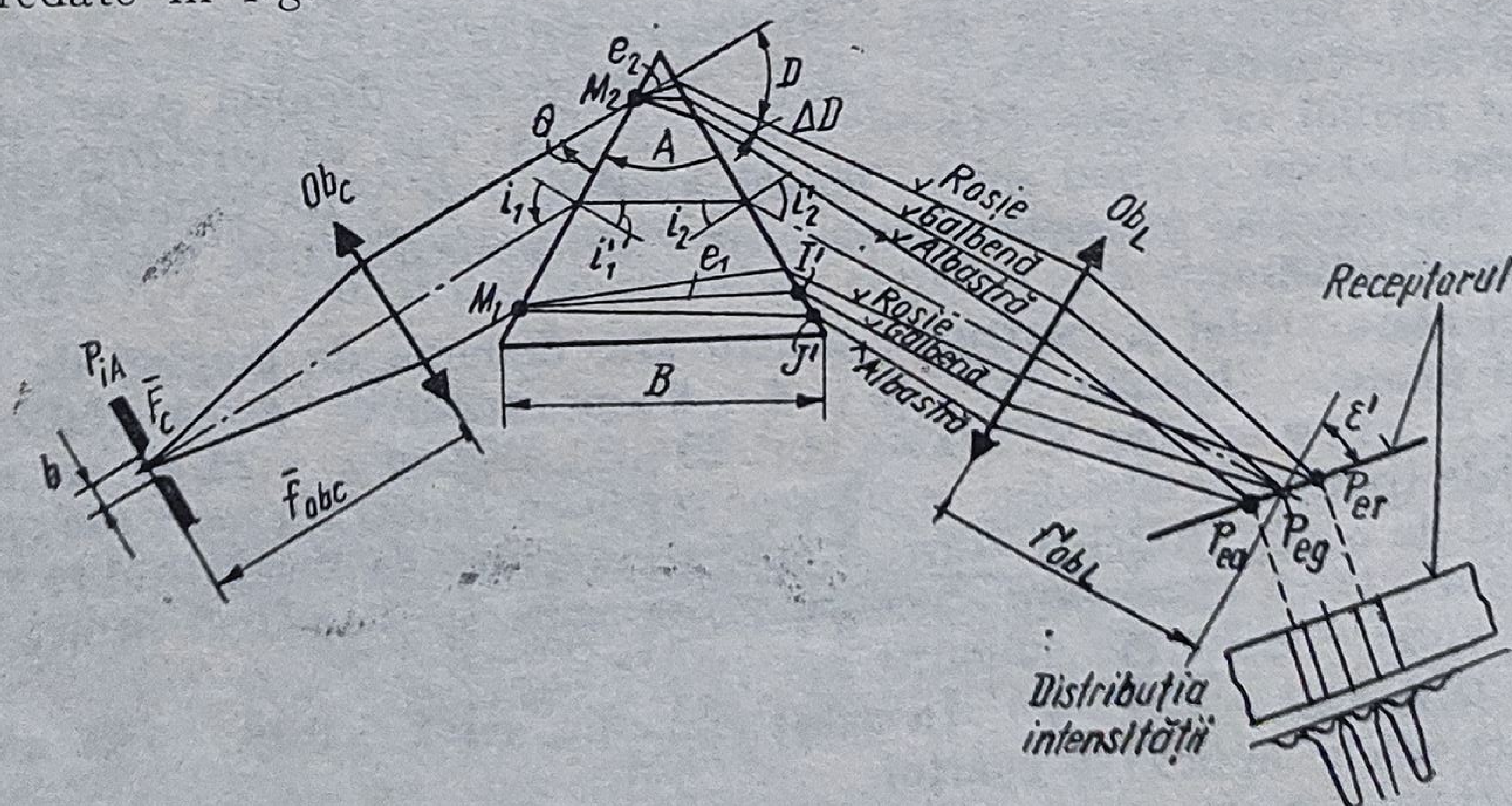



Fig. 6.112. Aparate spectrale cu prisme dispersive.

caracteristicilor. Se determină apoi baza prismei $B$ și diametrul obiectivului colimatorului astfel încît acesta să fie mai mare decît suprafața de incidență a prismei, proiectată perpendicular pe axa colimatorului. Diametrul obiectivului lunetei este egal cu diametrul obiectivului colimatorului. Obiectivul fotografic trebuie să fie mai mare, deoarece fasciculele monocromatice sînt divergente.

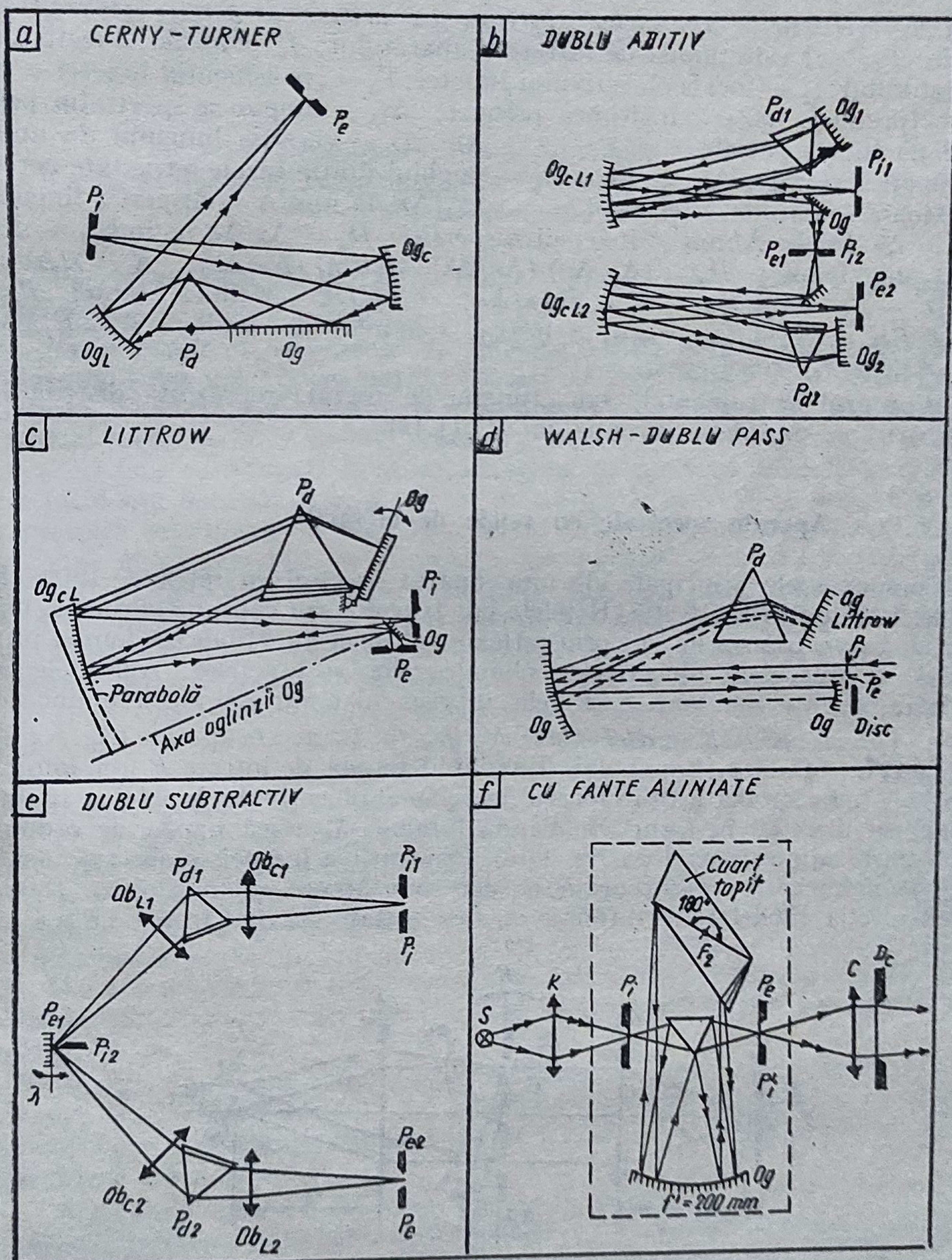



Fig. 6.113. Monocromatoare cu prisme dispersive.

Pentru ca imaginile $P_{er}$, $P_{eg}$, $P_{ea}$ ale fantei de intrare $P_{iA}$ (v. fig. 6.112) să fie percepute separat (rezolvate) trebuie ca $(P_i M_1 P_{e0})_\lambda - (P_i M_2 P_{e0})_\lambda = 0$; $(P_i M_1 P_{e0})_\lambda - (P_i M_2 P_{e0})_{\lambda'} = \lambda'$; $\Sigma e_1 \Delta n - \Sigma e_2 \Delta n = \lambda'$; $\lambda' = \lambda - \Delta\lambda$. Rezoluția $R = \lambda/\Delta\lambda = \Sigma\, (e_1 - e_2) \cdot \Delta n/\Delta\lambda$. Pentru $e_1 = B$ și $e_2 = 0$ (v. fig. 6.112) se obține rezoluția aparatului: $R = \lambda/\Delta\lambda = B\Delta n/\Delta\lambda$. Dacă sticla face parte din grupa flinturilor, $\Delta n/\Delta\lambda \approx 1\,000$ și $R \approx 1\,000\ B$. Deci baza prismei este $B = 10^{-3} R$.

a. *Caracteristicile aparatelor spectrale cu prisme dispersive* sînt următoarele: $P_{iA} = b$ este pupila de intrare a aparatului; $f'_c$ — focala obiectivului colimatorului; $f'_2$ — focala obiectivului lunetei; $\Gamma_2$ = grosismentul lunetei $= B$; $HB$ — (produs): baza × înălțimea prismei; $\Delta s_\lambda$ — lungimea spectrului pentru două linii spectrale $\lambda$ și $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$; $\Delta\lambda$ — variația lungimii de undă (domeniul spectral); $\Delta\alpha = D_{\lambda'} - D_\lambda$ — unghiul dintre razele refractate corespunzătoare radiațiilor $\lambda'$ și $\lambda$; $D_l = - \Delta S_\lambda/\Delta\lambda$, în mm/Å — dispersia liniară; $1/D_l = \Delta\lambda/\Delta s_\lambda$ în Å/mm — inversul dispersiei; $D_u = \Delta\alpha/\Delta\lambda$ în rad/Å — dispersia unghiulară; $D_u = (\Delta\alpha/\Delta n)\,(\Delta n/\Delta\lambda) = (B/h)\,(\Delta n/\Delta\lambda)$; $R = \lambda/\Delta\lambda = \lambda'(\lambda' - \lambda)$ rezoluția; $R = B\Delta n/\Delta\lambda$; $b \leqq f'_L \lambda/h$ — lățimea fantei $P_{iA}$; $b' = b\gamma f'_L/f'_c = bf'_L/\beta' f'_c$; $\nu_{(cm^{-1})} = 10^8/\lambda_{(Å)}$ — număr de undă; $\beta' = h'/h = (\cos i'_1/\cos i_1)\,(\cos i'_2/\cos i_2 = 1/\gamma$.

„Conturul instrumental" sau „funcția de aparat" reprezintă distribuția iluminării pe suprafața imagine în $P_{eA}$ (1.12).

### 6.11.4. Aparate spectrale cu rețele de difracție

Componentele principale ale unui aparat spectral cu rețea de difracție au fost indicate în fig. 6.105. Rețelele pot fi plane sau concave. Primele pot funcționa prin transmisie sau prin reflexie; ultimele funcționează numai prin reflexie și înlocuiesc obiectivele colimatoarelor și lunetelor. Aparatele cu rețele au rezoluție mai mare decît cele cu prisme dar sînt mai puțin luminoase.

a. *Aparate spectrale cu rețele plane de difracție*. La aceste aparate (fig. 6.114) se folosește difracția Fraunhofer. Iluminînd pupila de intrare $P_{iA}$ cu lumină omogenă (monocromatică), în focarul imagine al obiectivului lunetei se obține „imaginea directă" în formă de bandă luminoasă, adică banda de ordinul zero, sau maximul central (v. fig. 1.16). Prin rotirea lunetei se observă maximile și minimele de diferite ordine $k$, corespunzătoare unghiurilor $\sigma_k$. Teoria și construcția rețelelor de difracție au fost tratate detaliat în § 1.3.6 și 4.11.

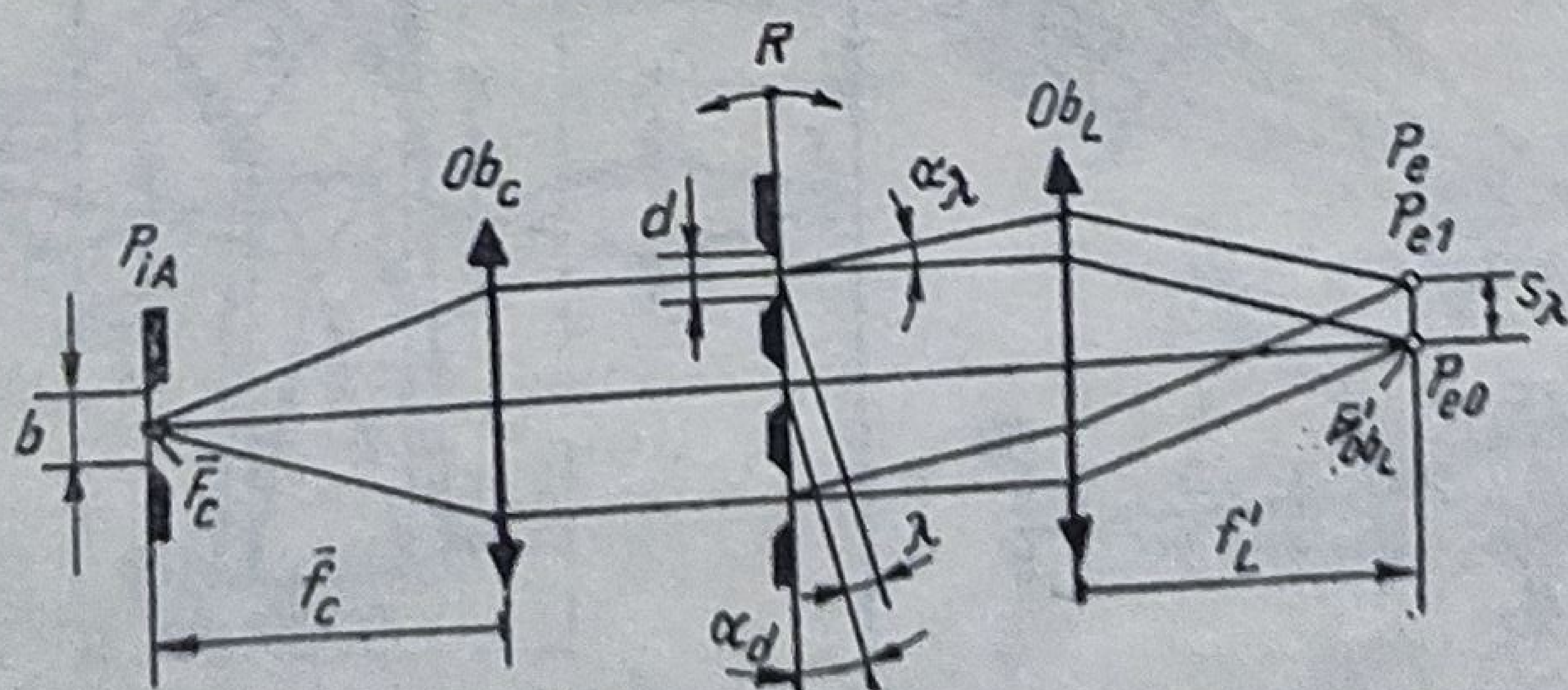


Fig. 6.114. Aparat spectral cu rețea de difracție plană de transmisie.

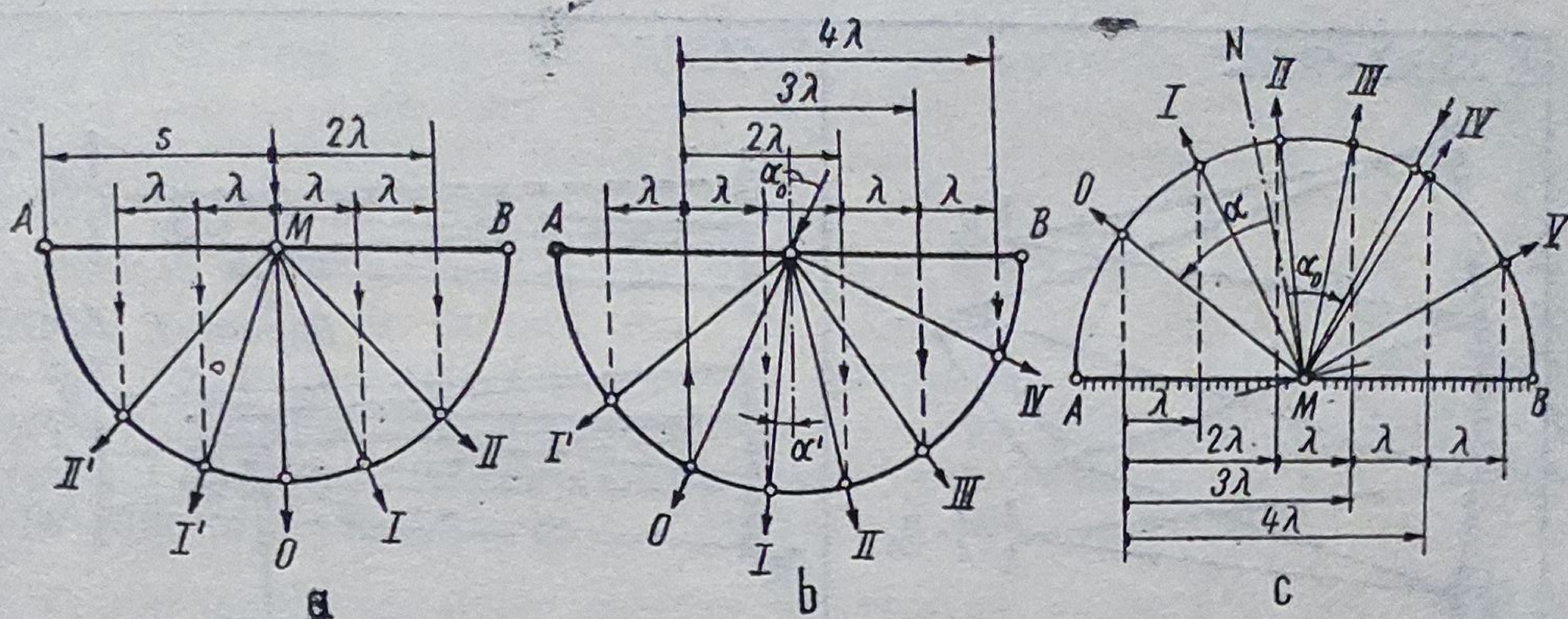



Fig. 6.115. Determinarea ordinelor de difracție date de o rețea: *a* — rețea de transmisie, incidență normală; *b* — rețea de transmisie, incidență oblică; *c* — rețea de reflexie, incidență oblică.

Fasciculul incident pe rețea poate fi normal (fig. 6.115, *a*) sau oblic (fig. 6.115, *b*).

Intensitățile în maximele de diferite ordine pot fi calculate conform indicațiilor din § 1.3.6 sau pot fi obținute pe cale grafică. Fie spre exemplu o rețea plană reprezentată numai prin lungimea $AB = 2s$. Cu centrul în punctul mijlociu $M$ se descrie semicercul cu raza $s = AB/2$. Raza incidentă pe rețea face cu normala la aceasta unghiul $\alpha_0$, iar raza difractată unghiul $\alpha$. La incidență normală (fig. 6.115, *a*), în stînga și în dreapta punctului $M$ se reprezintă segmentele $\lambda$, $2\lambda$, $3\lambda$ ... și se duc normalele pe $AB$. Se unește punctul $M$ cu punctele de intersecție ale normalelor cu cercul și se găsesc direcțiile ordinelor de difracție $I, II, III$ ... și $I', II', III'$ ... Pe aceeași figură se determină și numărul de ordine posibil. La incidență oblică (fig. 6.115, *b*), se prelungește raza incidentă pînă la intersecția sa cu cercul. Aceasta reprezintă ordinul zero (0). Se proiectează punctul de intersecție pe dreapta $AB$ și se marchează, spre dreapta și spre stînga, punctele situate la distanțele $\lambda$, $2\lambda$, $3\lambda$ ... Din aceste puncte se coboară perpendiculare pînă la intersecțiile lor cu cercul și punctele astfel obținute se unesc cu $M$. În modul acesta se obțin direcțiile razelor difractate de diferite ordine $I, II, III, IV$ și $I'$. La rețelele plane reflectante (fig. 6.115, *c*) se duce normala pe elementul reflectant și raza difractată de ordinul zero face cu normala unghiul de difracție $\alpha = -\alpha_0$. Din punctul de intersecție al acesteia cu cercul se coboară perpendiculara pe planul rețelei (baza rețelei). Din punctul astfel obținut se marchează pe planul de bază al rețelei puncte situate la distanțele $\lambda$, $2\lambda$, ... $5\lambda$. Din aceste puncte se ridică perpendiculare. Intersecțiile acestora cu cercul dau puncte ce se unesc cu punctul $M$ și astfel se determină direcțiile razelor difractate de ordinele $I, II, ..., V$.

În fig. 6.116 sînt redate două montaje cu rețele plane de transmisie, la care obiectivele colimatorului și lunetei (camerei fotografice) au fost înlocuite cu o singură oglindă cilindro-parabolică, axa cilindrului fiind situată paralel cu cea a fantei $P_{1A}$.

b. *Aparate spectrale cu rețele concave.* Aparatele spectrale cu rețele necesită un sistem optic special de producere a spectrelor de difracție (obiective lenticulare sau oglinzi). H.A. Rowland a conceput un aparat spectral

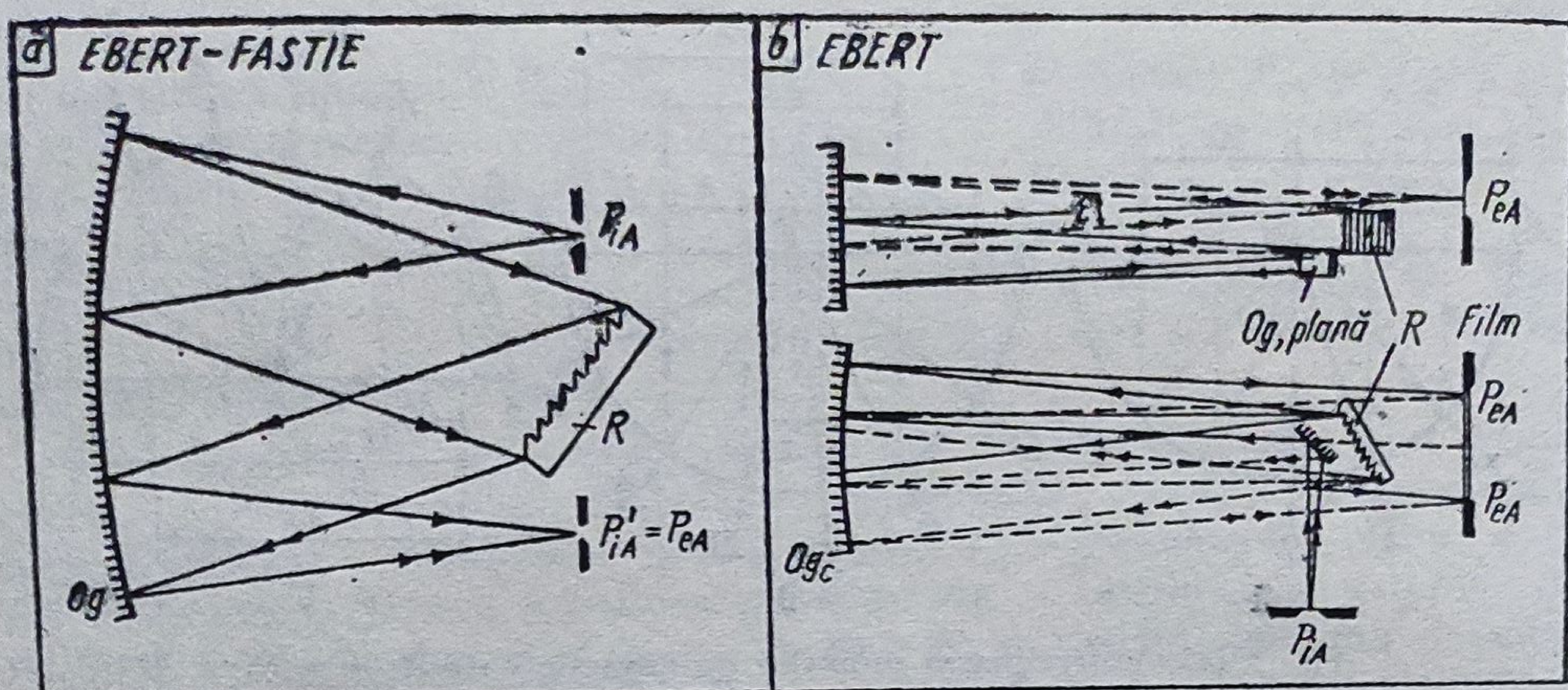



Fig. 6.116. Aparate spectrale cu rețele plane de reflexie.

cu rețea concavă care nu necesită astfel de obiective, simplificînd considerabil construcția. Acest aparat (fig. 6.117) este alcătuit dintr-o piesă optică groasă, prevăzută cu o suprafață cilindrică de rază $R$, optic polisată și metalizată. Pe suprafața metalizată se execută rețeaua cu elementele paralele cu axa cilindrului (perpendicular pe planul figurii) și cu segmentul (coarda) $AB$ divizat echidistant, cu pasul (constanta rețelei) $s$ (v. fig. 4.40). Dacă pe cercul de rază $MC = R/2$ tangent în $M$ la rețea și numit cerc Rowland, se montează o fantă $P_{iA}$, paralelă cu axa rețelei, pe același cerc, în $P_{eA}$, se formează un spectru net ce poate fi observat ori fotografiat. Prin urmare, rețeaua concavă acționează ca o oglindă concavă eliptică cu pupilele situate în focare. Astfel este valabilă relația $k\lambda = s$ (sin $\alpha \pm$ sin $\alpha_0$) (v. § 1.3.6). La o anumită poziție a fantei ($\alpha_0$ este dat) se determină distribuția spectrului pe cercul Rowland, după exemplul următor.

Fie, așadar, o rețea cu constanta $s = 1{,}76$ µm (fig. 6.118) pe care cade un fascicul în $M$. Valoarea diviziunii scării lungimilor de undă $\lambda = 0{,}2$ µm. Se trasează, la o scară convenabilă, semicercul cu raza $MA = s$ și cercul Rowland cu raza $R/2 = s$, $R$ fiind raza rețelei în secțiunea meridiană. La

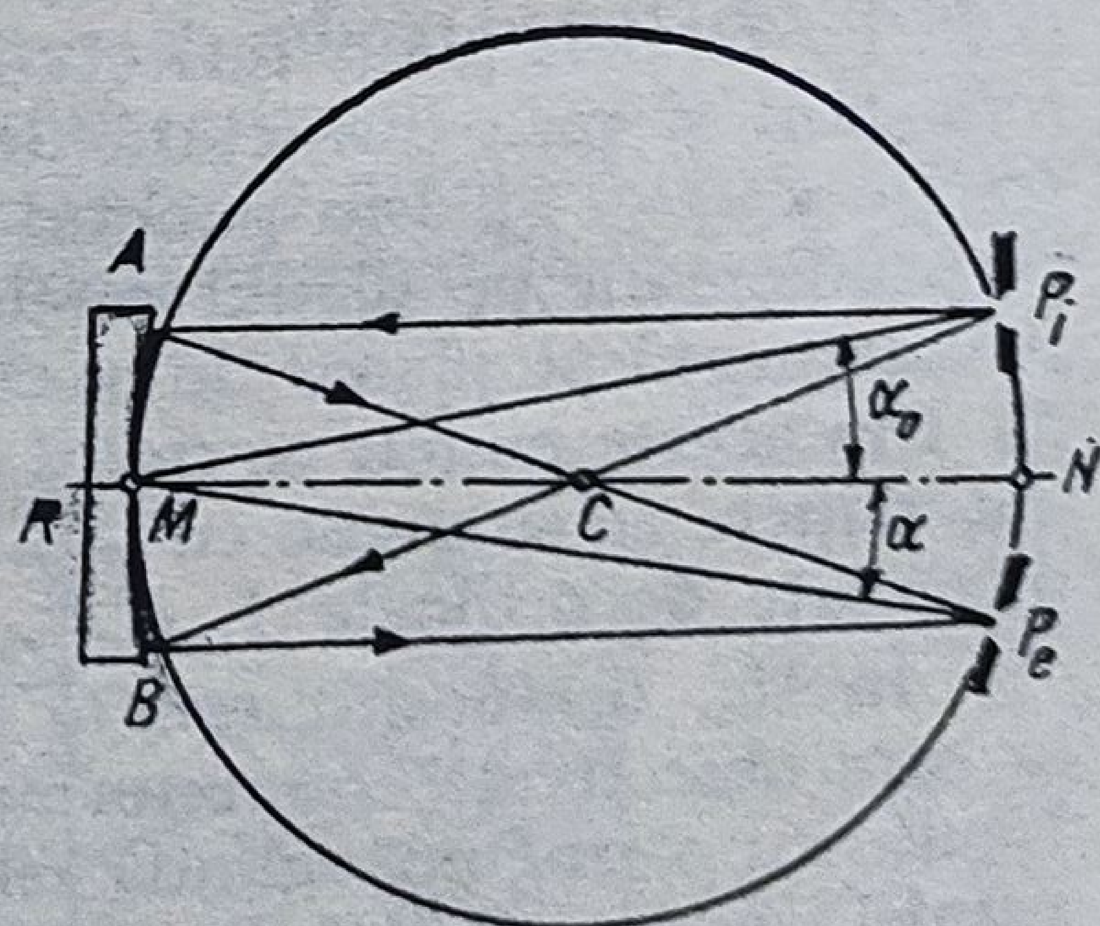



Fig. 6.117. Aparat spectral cu rețea de difracție concavă de tip Rowland.

dreapta și la stînga punctului $M$ se marchează punctele $R_i$ la distanța $\pm\lambda$, $\pm 2\lambda$, $\pm 3\lambda$, ... $\pm 8\lambda$. Din punctele $R_i$ se duc perpendiculare pe $AB$ pînă cînd acestea intersectează circumferința cercului în punctele $Q_i$. Se duc razele $MQ_i$ și astfel se determină punctele $I$, $II$, $III$, ..., $VIII$.

Dacă se așază fanta de intrare $P_{iA}$ în punctul $6'$, în punctul $6$ ia naștere imaginea directă, de ordinul zero, în punctele $5$ și $7$ lumina difractată cu $\lambda = 200$ nm, în punctele $4$ și $8$ lumina difractată cu $\lambda = 400$ nm etc. După direcția normalei $MN$ ia naștere difracția cu $\lambda = 12\,000$ nm, adică difracția de ordinul $II$ cu $\lambda = 600$ nm. În punctul $5'$ apare difracția cu $\lambda = 2200$ nm, iar în punctul $8'$ difracția cu $\lambda = 2800$ nm.

Cele mai utilizate rețele concave au raza de curbură $R = 1 \ldots 6\frac{1}{2}$ m și o suprafață de $5 \times 8$ cm; $8 \times 15$ cm. Constanta rețelei $s = 1, 2 \ldots 2{,}5$ μm.

c. *Caracteristicile aparatelor spectrale cu rețele de difracție:* $P_{iA}$ este pupila de intrare; $f'_o = f'_L$ — focala rețelei concave; $s$ — constanta rețelei; $k$ — numărul de difracție; $p$ — numărul de fante; $s_\lambda = f'_L\lambda/s$ — distanța primului ordin de difracție pentru radiație $\lambda$; $\Delta s_\lambda$ — lungimea spectrului pentru două linii spectrale $\lambda$ și $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$; $\Delta\alpha$ — unghiul dintre două raze cu diferența $\Delta\lambda$; $\Delta\lambda$ — domeniul spectral; $D_l = \Delta s_\lambda/\Delta\lambda$ în mm/Å — dispersia liniară; $D_\alpha = \Delta\alpha/\Delta\lambda$ în rad/Å — dispersia unghiulară; $R = \lambda/\Delta\lambda = \lambda/(\lambda' - \lambda)$ — rezoluția; $R = nk$, unde $n$ este numărul total de pași ai rețelei; $P_{iA} \leq f'_L\lambda/h$ — lățimea fantei de intrare $P_{iA}$; $\Delta\lambda/\Delta s_\lambda$ — inversul dispersiei în Å/mm.

Pentru unghiuri $\alpha$ mici rezultă $\Delta\lambda/\Delta\alpha = P_{iA}/\beta = const.$, în Å/rad, adică se obține un spectru normal.

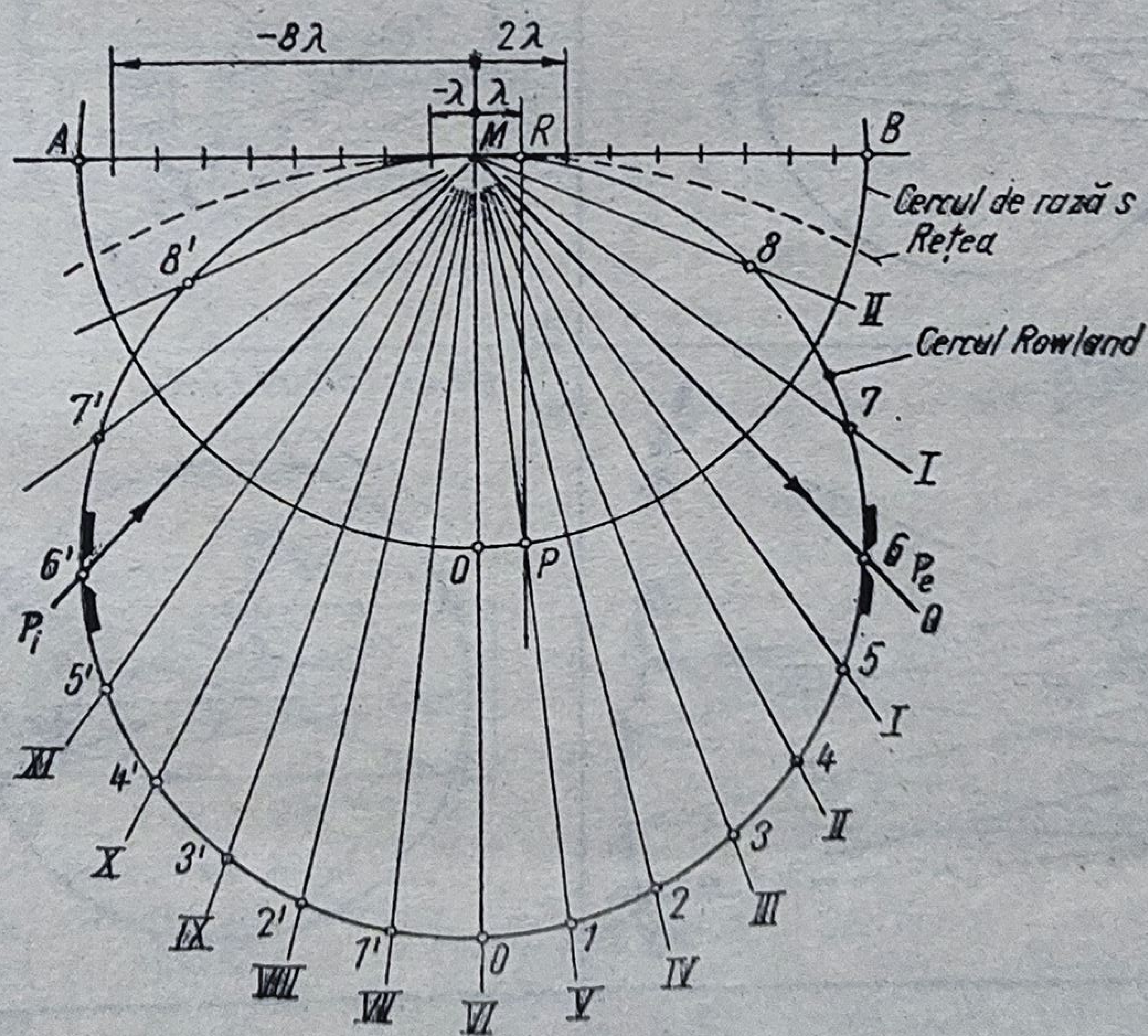



Fig. 6.118. Distribuția lungimilor de undă pe cercul Rowland de rază egală cu constanta rețelei la scara 2500 : 1 ($s = 1{,}76$ μm; $\lambda = 0{,}2$ μm).

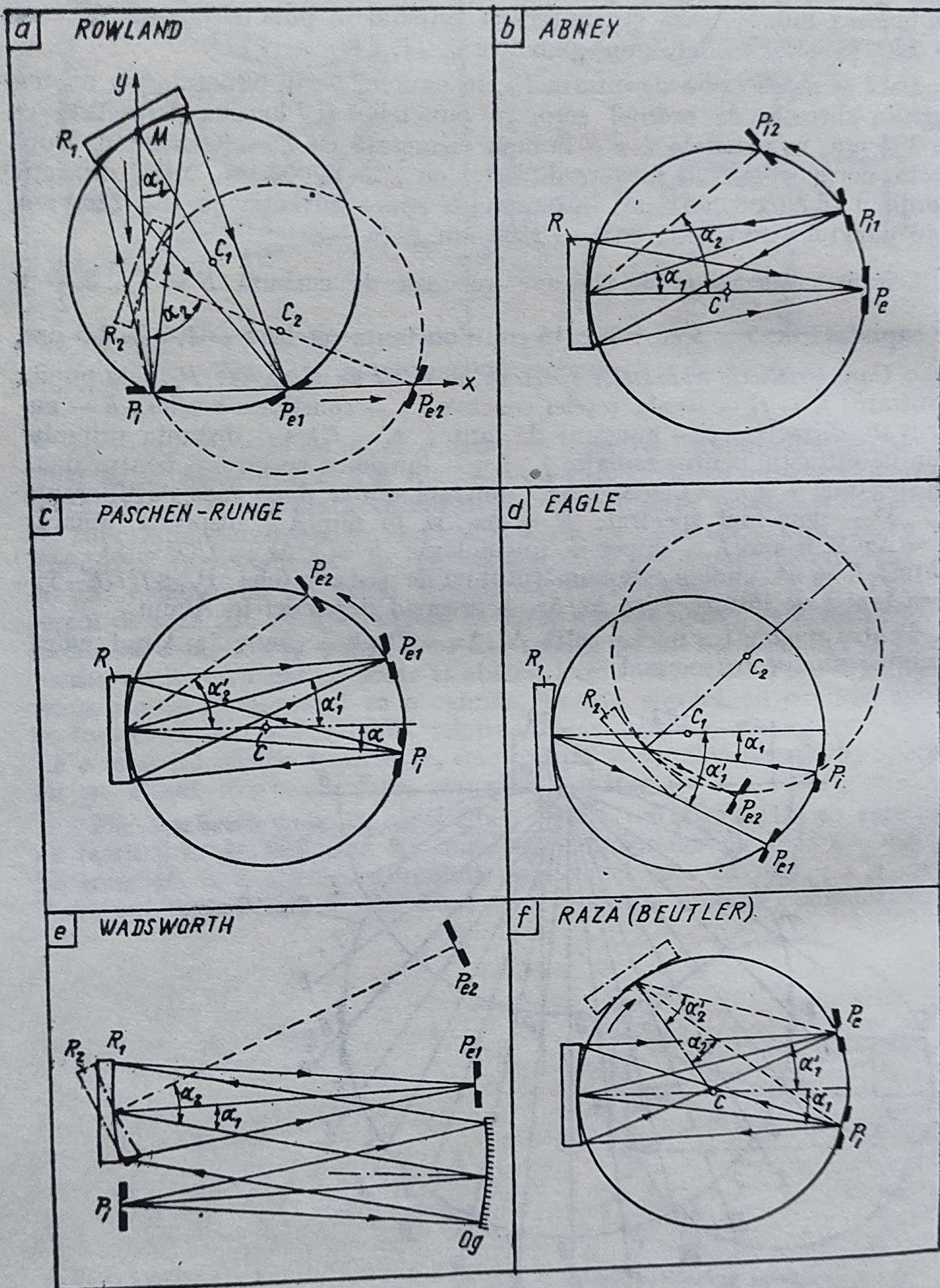

a ROWLAND
b ABNEY
c PASCHEN-RUNGE
d EAGLE
e WADSWORTH
f RAZĂ (BEUTLER)

Fig. 6.119.

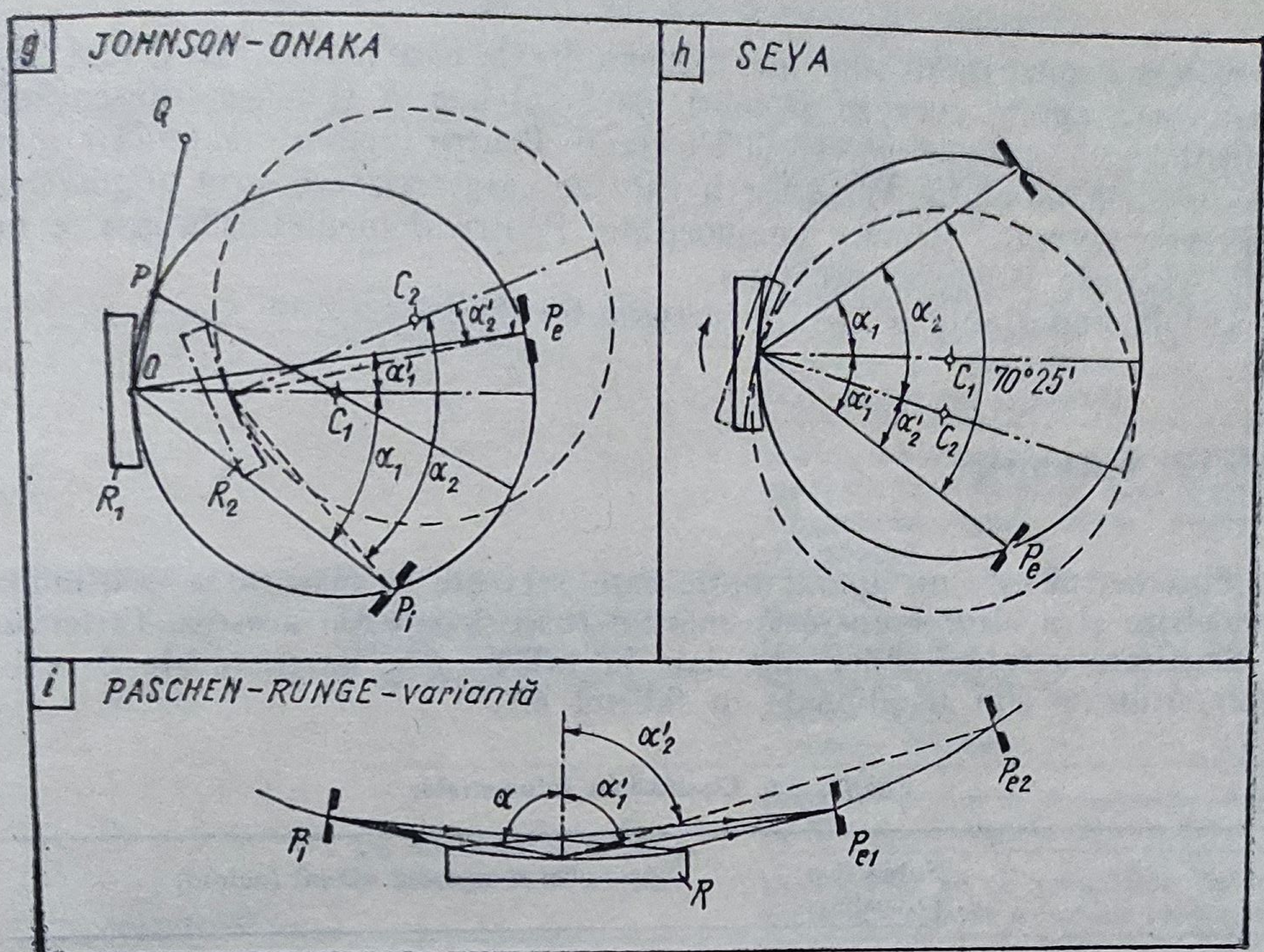



Fig. 6.119. Aparate spectrale cu rețele de difracție concave.

Dacă, spre exemplu, se dorește rezolvarea liniei $D$ cu $\bar{\lambda} = 5893$ Å și $\Delta\lambda = 6$ Å, rețeaua trebuie să aibă $n = 1\,000$ de pași pentru observarea în ordinul 1 și 100 pași pentru observarea în ordinul 10; ($R = \lambda/\Delta\lambda \approx 1\,000$; $kn = 1\,000$; cînd $k = 1$, $n = 1\,000$; cînd $k = 10$, $n = 100$). Așadar, rezoluția unei rețele depinde de numărul de linii și de ordinul de difracție. Dacă $s = 1 \ldots 2{,}5$ μm, observarea poate avea loc cel mult în ordinele de difracție 4 pînă la 8 pentru $\lambda = 500$ nm, (v. fig. 6.119).

Deși toate aparatele spectrale cu rețele de difracție concave cunoscute sînt realizate pe baza principiului Rowland (v. fig. 6.117), ele poartă numele celor care le-au realizat. Principalele scheme optice au fost redate în fig. 6.119.

La toate schemele din fig. 6.119, *a*, ... *i* receptorul se montează în pupila de ieșire $P_e$ care reprezintă imaginea de difracție de diferite ordine a pupilei de intrare $P_i \equiv P_{iA}$. Ceea ce diferențiază schemele una de alta este doar poziția fixă sau mobilă a rețelei ori a pupilelor. Astfel, în schema din fig .6.119, *a*, dată de Rowland (1882) rețeaua $R$ rămîne pe axa $P_iy$, dar se poate roti în jurul unei axe perpendiculare pe planul figurii ce trece prin $M$, pupila de intrare $P_i$ este fixă în originea sistemului $xP_iy$, iar $P_e$ se deplasează pe axa $P_ix$, toate elementele $P_i$, $R$ și $P_e$ rămînînd permanent pe cercul Rowland. Spectrul obținut este normal. Avantajul aparatului constă în aceea că sursa, situată pe direcția $P_iy$ are o poziție constantă. În celelalte figuri se indică cu săgeți sau se reprezintă cu linie întreruptă alte poziții ale elementelor $P_i$, $R$ și $P_e$. Se constată că schema Runge-Paschen (fig. 6.119, *c*) este mai avantajoasă, din punct de vedere constructiv, deoarece atît $P_i$ sînt și $R$ sînt fixe, dar astigmatismul nu poate fi corectat decît pentru un domeniu spectral îngust.

Datorită gabaritului său mic, schema Eagle este avantajoasă, mai ales pentru spectrografe cu raze $R$ mari, dacă rețeaua $R$ și placa fotosensibilă se poziționează automat pe cercul Rowland. Pentru lungimi de undă $\lambda$ mari se recomandă montajul Wadsworth care se caracterizează prin stigmatism pe direcția normalei și mare luminozitate. Pentru domeniul Röntgen se folosesc schemele Bragg și Seemann.

Detalii importante se dau în lucrarea lui Zaidel ș.a. [50].

## 6.12. Fotometre

Fotometrul este un aparat optic care servește la măsurarea mărimilor fotometrice și a altor numeroase mărimi fizice legate de acestea. Criteriile de clasificare a fotometrelor sînt date în tabelul 6.6, iar metodele de măsurare utilizate sînt menționate în tabelul 6.7.

*Tabelul 6.6.* **Clasificarea fotometrelor**

| | | |
|---|---|---|
| 1. După natura receptorului | Subiective (vizuale) | Cu receptorul vizual (ochiul) |
| | Obiective (fizice) | Cu receptor fotosensibil. Se folosește legătura dintre înnegrire, expunere și intensitatea luminoasă |
| | | Cu receptor fotoelectric a cărui sensibilitate spectrală corespunde sensibilității ochiului |
| 2. După radiațiile pe care le compară | Pentru fotometrie izocromă. (radiațiile care se compară crează senzații de culoare identice) | |
| | Pentru fotometrie heterocromă (radiațiile care se compară nu crează senzații de culoare identice, adică sursele luminoase au culori diferite) | |
| | Spectrofotometre | |
| 3. După mărimile fotometrice care pot fi determinate | Universale | |
| | Integratoare (fluxmetre) | |
| | Luxmetre | |
| | Stilbmetre (luminanțmetre) | |
| | Microfotometre | |
| 4. După construcția aparatului sau elementului de variație a intensității | De banc (se deplasează sursa față de capul fotometric) | |
| | Tubulare (se modifică distanța dintre ecran și sursă) | |
| | Cu sector (emitanța are loc alternativ) | |
| | Cu diafragme de măsurare și filtre de compensare | |
| | Cu pană optică (fluxul variază continuu) | |
| | Cu elemente polarizante (variază unghiul între planele de polarizare) | |

*Tabelul 6.7.* **Metode de măsurare a mărimilor fotometrice**

| | | |
|---|---|---|
| 1. Cu un fascicul | Cu compensare și măsurare electrică | *Metoda devierii.* Fotocurentul se măsoară cu un galvanometru sau cu un electrometru. Tensiunea de funcționare trebuie să fie constantă |
| | | *Metoda compensării.* Fotocurentul este compensat într-o punte și galvanometrul servește ca instrument de nul și deci variațiile de sensibilitate nu influențează rezultatul măsurării |
| | | *Metoda substituției.* Este o metodă de nul pură, care folosește două receptoare fotoelectrice legate într-o punte de compensare |
| 2. Cu două fascicule | Cu compensare optică vizuală, folosind filtre și diafragme de măsurare | Metoda licăririi<br>Metoda filtrelor<br>Metoda treptelor mici<br>Efectul stereo<br>Dispersia rotatorie |
| | Cu divizarea fasciculului și modularea frecvenței | Două receptoare și compensare optică cu filtre și diafragme de măsurare |
| | | Un receptor și un modulator de frecvență în formă de sector de cerc rotitor |
| | Cu iluminare alternativă (cu flux modulat) | Iluminarea alternativă a unui singur receptor cu oglindă în formă de sector de cerc și compensare optică (a intensității) cu diafragma de măsurare |
| | | Iluminare alternativă cu oglinda plană în formă de sector de cerc și formarea electrică a raportului mărimilor de ieșire |

### 6.12.1. Fotometre vizuale

Fotometrul vizual folosește ca receptor ochiul. Metodele de măsurare cunoscute se bazează pe compararea a două suprafețe învecinate, la aceeași impresie de luminozitate sau de contrast, folosind aceeași culoare. Acest aparat se mai numește fotometru de egalizare, pentru că se reglează iluminarea sau contrastul pînă cînd dispare linia de separare dintre cele două suprafețe care se compară în cîmpul vizual. Compararea este posibilă numai dacă fasciculele care se compară sînt monocromatice sau au aceeași compoziție spectrală. Cînd sursele au culori diferite se folosește metoda pîlpîirii (licăririi). În acest scop, suprafețele de comparare, situate în cîmpul vizual, sînt observate de ochi fie în culorile lor, fie în strălucirile lor, cu o frecvență ce poate fi variată continuu și încet pînă cînd apare pîlpîirea colorată și cea de luminozitate. La frecvențe mici acestea nu pot fi separate. La creșterea frecvenței de pîlpîire suprafața imagine apare iluminată uniform: dispare pîlpîirea colorată, dar se menține pîlpîirea de luminozitate. La o frecvență și mai mare dispare și pîlpîirea de luminozitate. Frecvența de contopire pentru licărire

de luminozitate crește cu amplitudinea pînă cînd, prin diafragmare, rezoluția devine nulă. Frecvența critică de licărire este 30 Hz. Ochiul uman are proprietatea de a mijlocii temporar (legea lui W.E.F. Talbot 1800—1877).

Fotometrul vizual constă dintr-un dispozitiv de comparare, numit cap fotometric *CF* și dintr-o instalație de variație (de slăbire) continuă a intensității luminoase în fasciculul de referință (care trece prin substanța etalon sau provine de la sursa etalon), folosind unul din următoarele mijloace: 1) variația distanței dintre capul fotometric și sursă (W. Schaefer), 2) sectorul rotitor cu fantă logaritmică, (E. Brodhun, F. Twyman, S. J. Lewis, G. Schaibe), 3) rasterul rotitror (Chr. Winther), 4) șaiba mată din cuarț (H. Kellner), 5) prisma polarizantă, 6) variația în trepte a timpului de expunere, 7) diafragme dreptunghiulare, 8) două pene gri care se rotesc în sensuri contrare, 9) diafragma dublă (W. Gude).

a. *Fotometrele vizuale stabile* folosesc un banc fotometric (fig. 6.120), alcătuit dintr-o șină pe care se fixează sursa de măsurare $S_x$, sursa etalon $S_E$ și capul fotometric *CF* de tip Lummer-Brodhun (fig. 6.121). Cubul Lummer-Brodhun al capului fotometric menționat este alcătuit din două prisme isoscel drepte care au contact optic parțial (fig. 6.122, *a*). În acest mod, cîmpul vizual este împărțit în două părți egale *a*, *b* iluminate de fascicule provenite de la două probe ori surse diferite $S_x$ și $S_E$. Cuburile moderne (fig. 6.122, *b*) formează două cîmpuri în formă de trapez. La reglare corectă, liniile de separare dispar din cîmpul vizual. Dacă în fasciculul stîng se introduce o lamă de contrast $L_k$ cîmpul în formă de trapez apare mai întunecat. În acest caz nu se mai urmărește dispariția liniei de separare (egalitatea iluminării), ci apariția aceluiași contrast.

La capul fotometric Bechstein (fig. 6.123), în locul oglinzilor $O_{g1}$ și $O_{g2}$ și cubului Lummer-Brodhun se folosesc două prisme identice $P_1$ și $P_2$, situate axial simetric. Cîmpul vizual este împărțit în patru părți; cîmpurile opuse corespund celor două ecrane ale lamei de gips *G*.

b. *Fotometrele vizuale portabile*, numite și fotometre universale nu necesită banc fotometric. Primul fotometru portant a fost conceput de Weber în 1890 (fig. 6.124). Lampa de comparare $S_E$ iluminează geamul opal $G_1$, deplasabil în tubul de măsurare, conform legii fotometrice: $I_x = I_E r_x^2 / r_E^2$.

*Fotometrul universal Bechstein* (fig. 6.125) poate fi folosit pentru măsurări și în afara laboratoarelor. Variația (slăbirea) fluxurilor luminoase de referință se realizează cu două discuri $S_1$ și $S_2$, prevăzute cu orificii dintre care $S_2$ se rotește măsurabil.

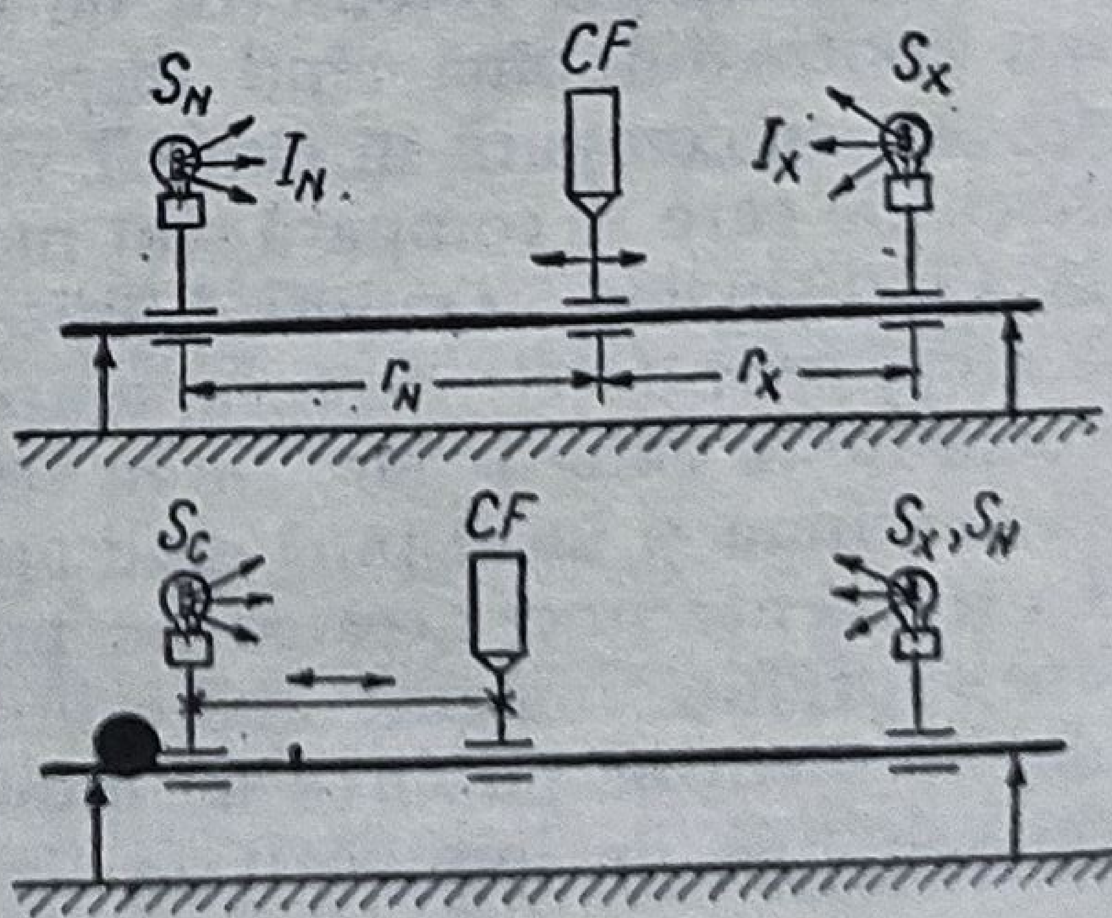



Fig. 6.120. Bancul fotometric.

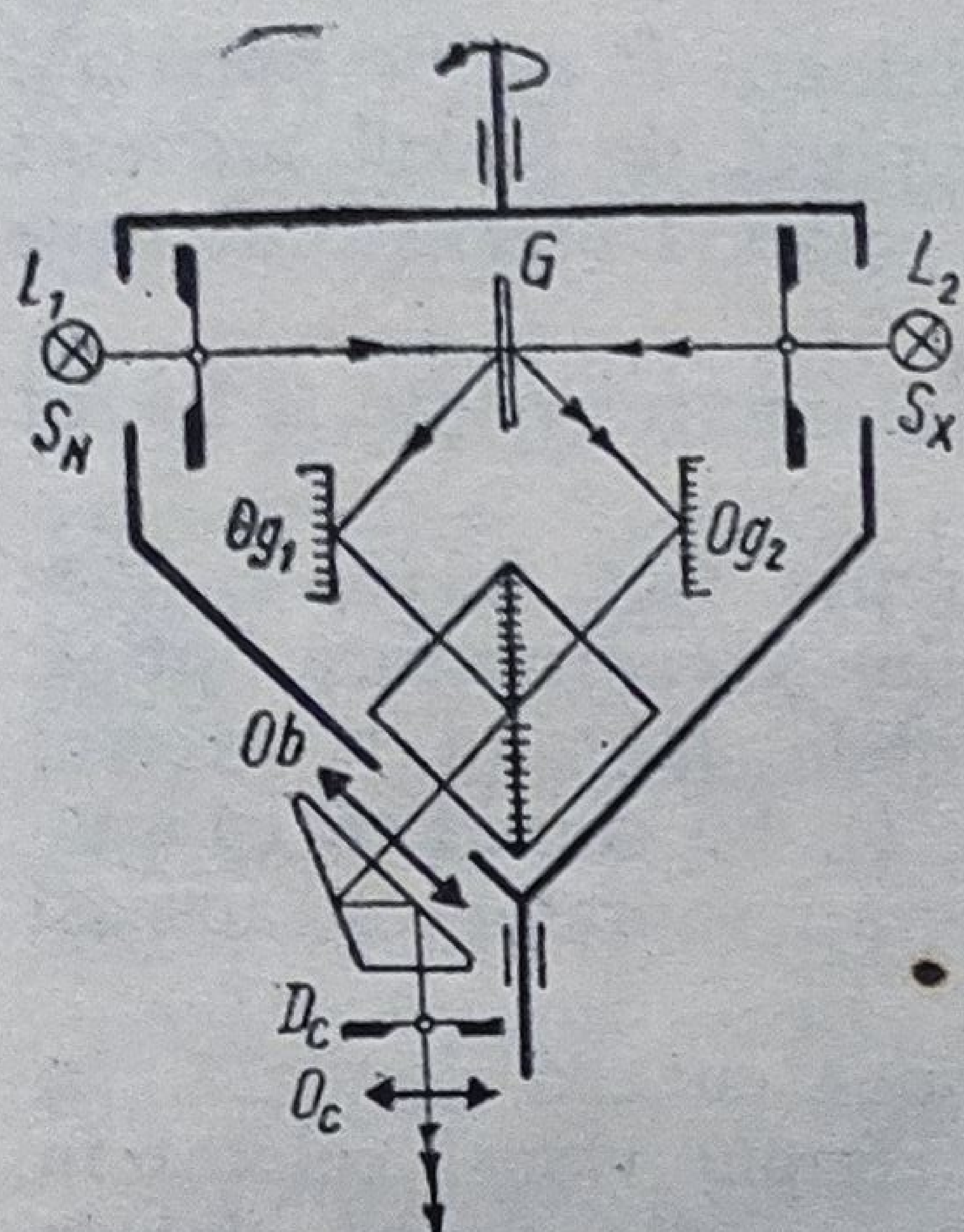



Fig. 6.121. Capul fotometric Lummer-Brodhun.

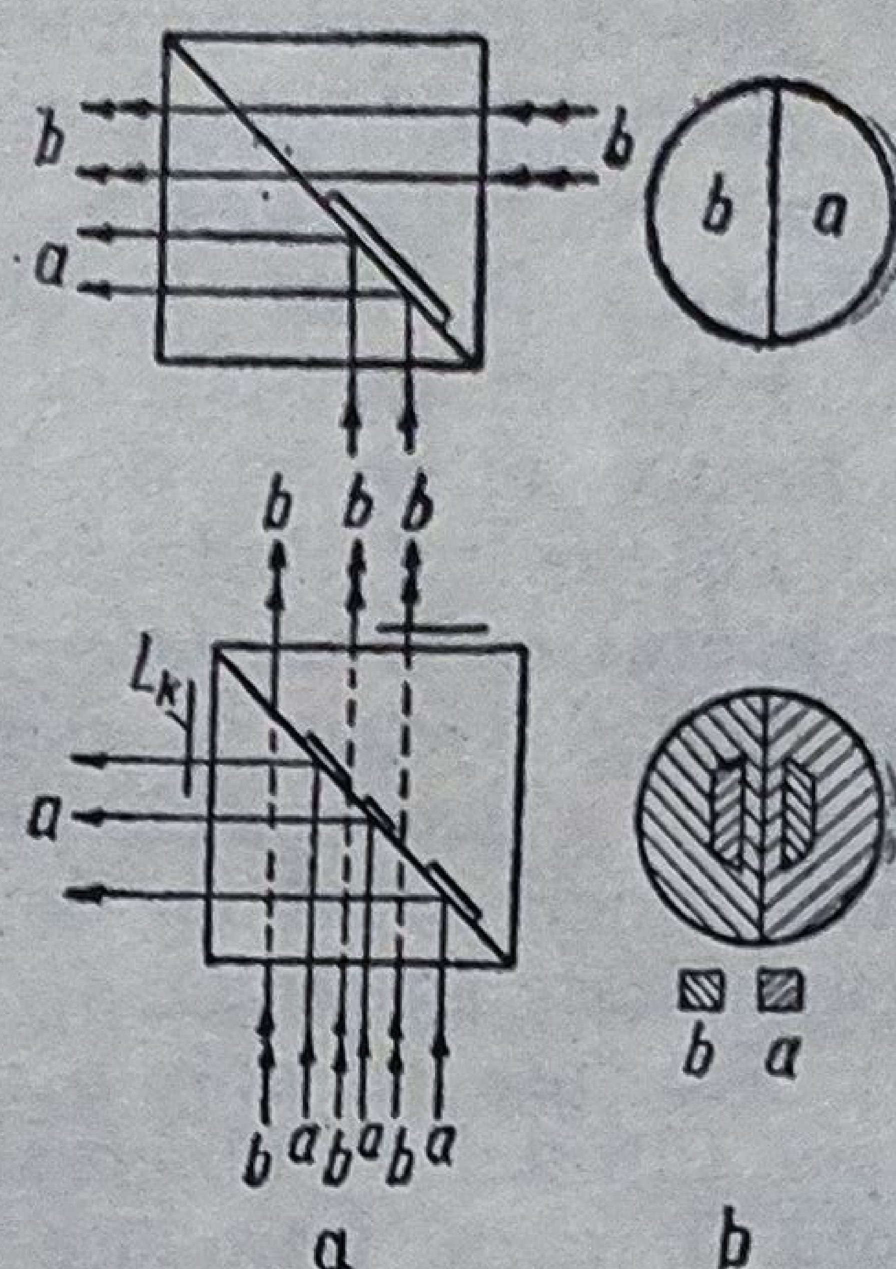



Fig. 6.122. Capul fotometric: *a* — secțiune; *b* — cîmpul vizual.

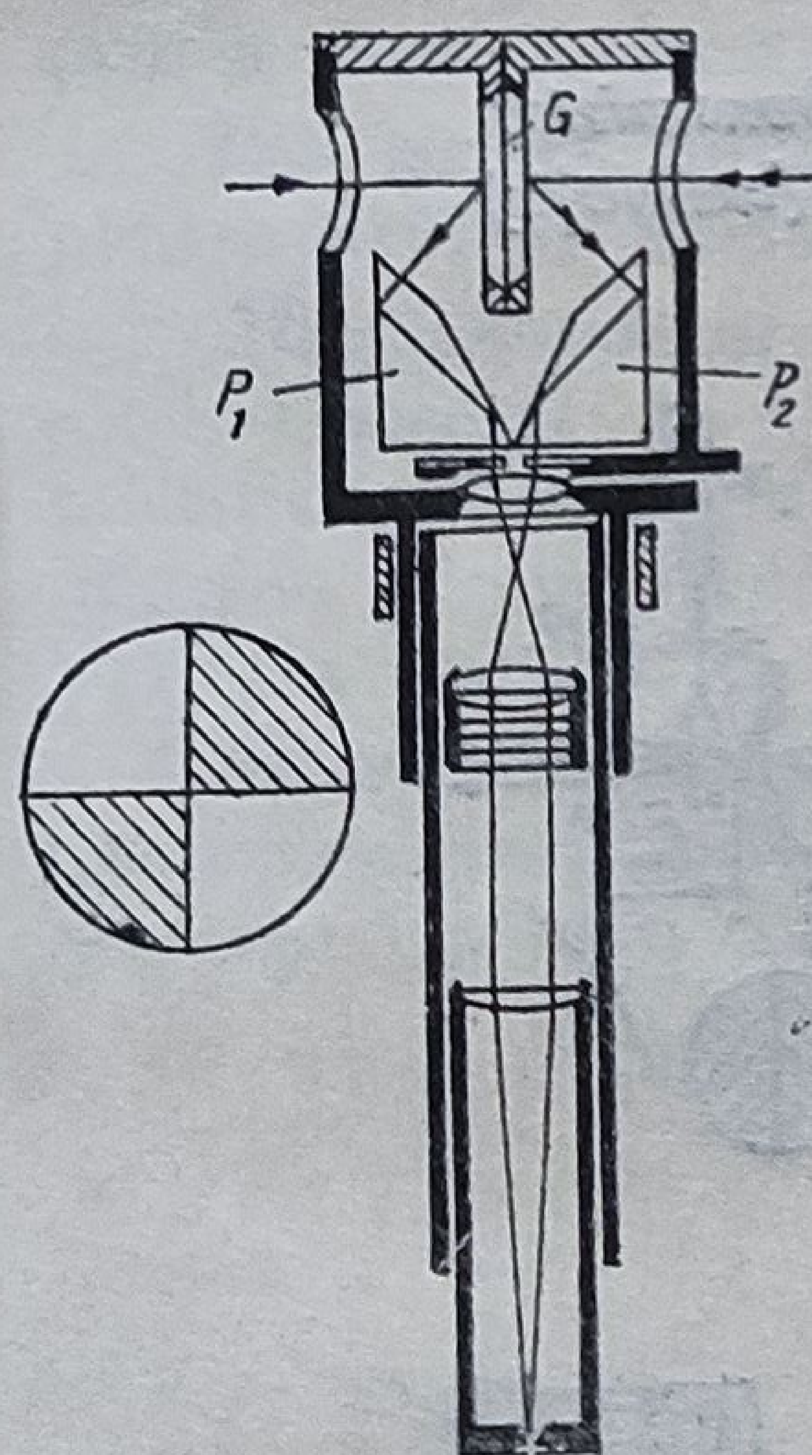



Fig. 6.123. Capul fotometric Bechstein.

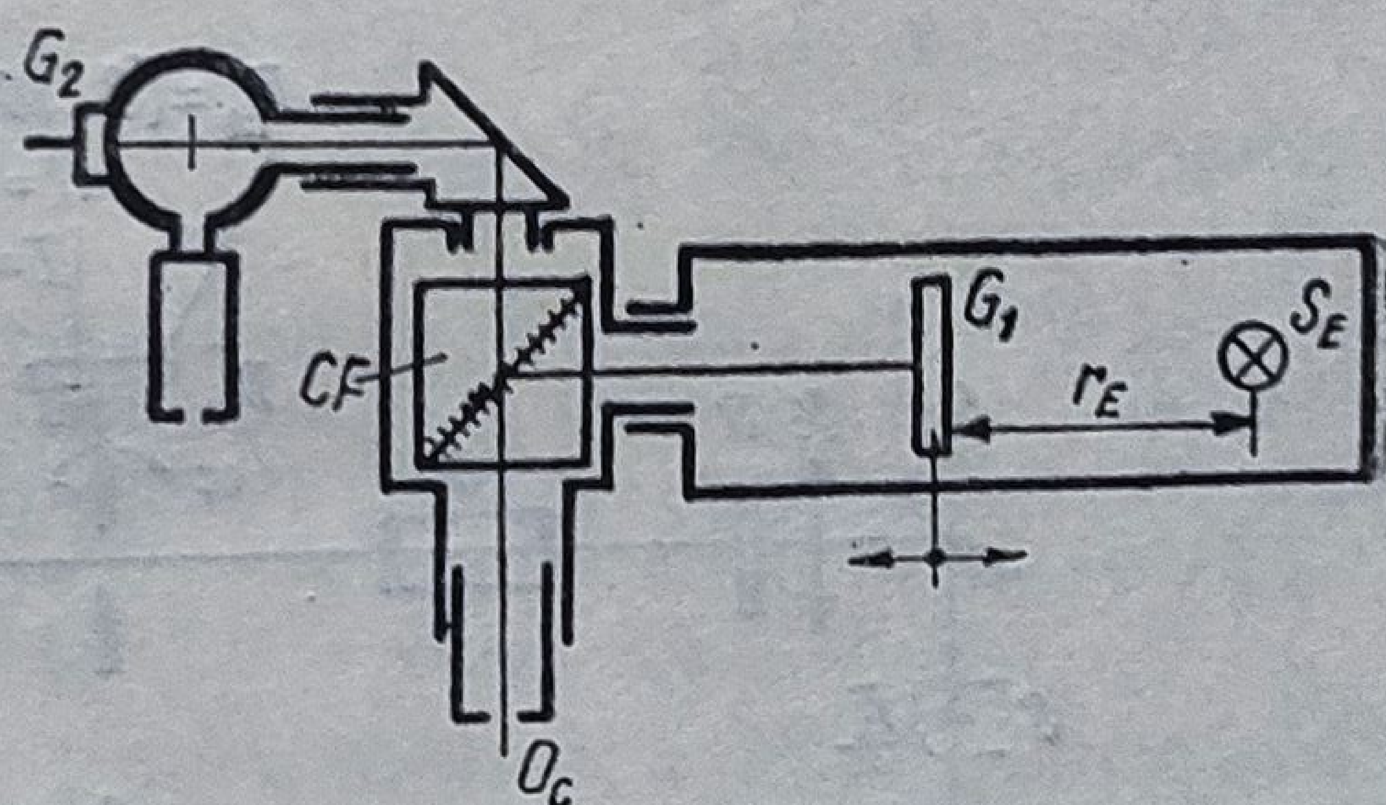



Fig. 6.124. Tubul fotometric Weber.

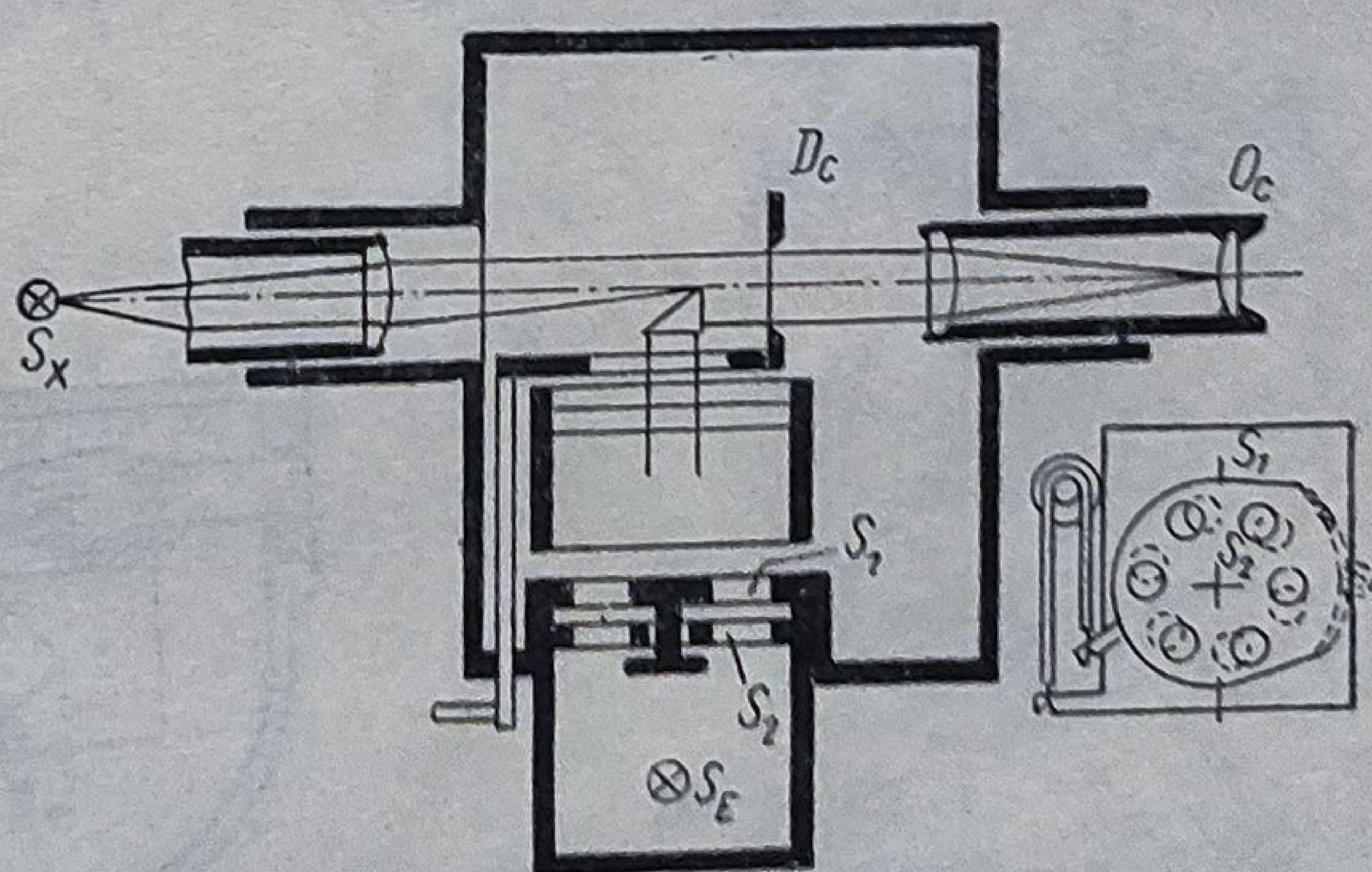



Fig. 6.125. Fotometrul portabil Bechestein.

Fluxul lămpii de referință $S_R$ și o prismă deviatoare $P$ umple jumătate din cîmpul diafragmei. Cealaltă jumătate este umplută de fluxul provenit de la sursa măsurand $S_x$. Deci nu se folosește un ecran. Observatorul vede diafragma de cîmp $D_c$ printr-un ocular $O_c$.

Folosind accesorii ca un ecran și un teletub, fotometrul poate fi folosit și pentru măsurări de lumină.

Fotometrul Pulfrich numit și fotometru în trepte (fig. 6.126, *a*) este un aparat cu două *fascicule*, cu divizarea fasciculului și compensare optică. În cîmpul vizual se compară (subiectiv) luminanțele, folosind revolverul cu filtre și diafragmele de măsurare $D_m$ (fig. 6.126, *b*). Se consideră că aparatul funcționează cu două receptoare care au aceeași suprafață și aceeași sensibilitate spectrală.

Fie spre exemplu o cuvă cu o soluție roșie și una cu apă distilată. În lipsa filtrului $F_i$ observatorul vede jumătate din cîmpul vizual colorat în roșu. Dacă se introduce filtrul verde dispare diferența de culoare, ambele semicîmpuri fiind colorate în verde, însă unul mai întunecat decît celălalt.

Prin rotirea tamburului se modifică deschiderea diafragmei $D_m$. Pe scara roșie se citește valoarea extincției: $R = \log(I_0/I) = kd = \varepsilon cd$, în care s-a notat: $k$ — coeficientul de extincție al lui Bunsen; $c$ — concentrația în grame Mol/litru; $d$ — grosimea stratului absorbant în cm; $\varepsilon$ — coeficientul de extincție molar. Pe scara neagră se citește transmisia în procente $T = 100\ I/I_0$;

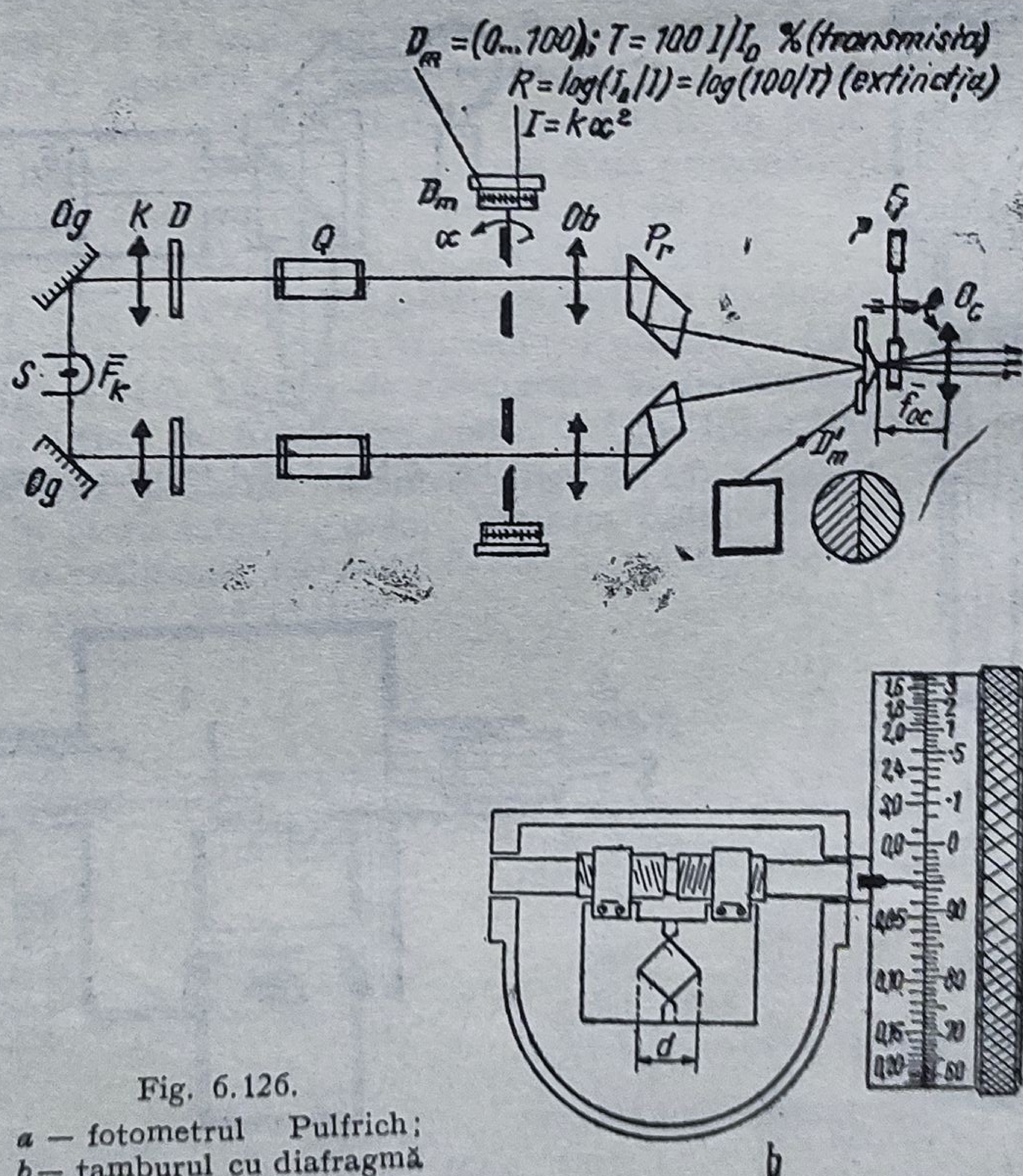



Fig. 6.126.
*a* — fotometrul Pulfrich;
*b* — tamburul cu diafragmă reglabilă pătratic (Löwe).

$\operatorname{tg} \delta = H/f'_{oc}$; $\alpha = \delta/(n-1)$. Exemplu: sticla K 8; $n = 1{,}52$; $P_e = 2$ mm; $\Gamma_{oc} = 15\,X$; $f'_{oc} = 16{,}666$ mm; $\alpha = 3°18'$.

*Fotometrul Brodhun* reprezentat în fig. 6.127, conține un sector fix pentru slăbirea fluxului de referință. Lumina lămpii etalon $S_E$ trece peste geamul mat $G_1$, printr-o lentilă $O_1$ orientată paralel și prin două prisme romboedre $R$, în formă de $V$. Între cele două prisme se află sectorul fix și simetric $S$ cu deschidere variabilă (aparat cu prisme rotative). La rotirea celor două prisme, legate rigid, în jurul axei $A$, fluxul emis de sursa etalon $S$ trece prin sector și este slăbit. Măsurarea fotometrică a lămpii $S_x$ se face prin intermediul geamului mat $G_2$, lentilei $O_2$ și cubului fotometric $CF$. O dezvoltare ulterioară constituie fotometrul cu sector de tip Bechstein, la care prismele sînt înlocuite cu lentile pană rotitoare (fig. 6.128).

Atît cîmpul vizual interior cît și cel exterior primesc alternativ lumină din dreapta și din stînga ecranului din ghips pînă cînd licărirea dispare.

Fotometrul cu polarizare de tip Martens utilizează dispozitiv de polarizare ca mijloc de variație a intensității. Fluxul incident iluminează o lamă de ghips și de acolo ajunge pe elementul de măsurare ca și lumina de comparare provenită de la geamul opal. O prismă Wollaston împarte ambele fascicule în două părți parțial polarizate și perpendiculare unul pe celălalt.

O prismă dublă împarte fiecare fascicul încă odată astfel încît observatorul vede cele două suprafețe ale prismei duble în lumină polarizată perpendicular una pe cealaltă. Între ocular și prisma Wallaston se află un analizor, prin a cărui rotire se reglează egalitatea iluminărilor în cîmpul vizual.

Din grupa fotometrelor portabile face parte un număr de fotometre pentru utilizări speciale.

*Microfotometrul cu pene* utilizează pentru măsurare suprafețe foarte mici. Obiectul de măsurat (placa fotografică) se află sub un obiectiv de microscop. Diafragmarea unei anumite părți din suprafață are loc în planul imagine al obiectivului. Observarea se face printr-un cub Lummer-Brudhun. Variația fluxului de comparare are loc cu o pană neutră.

Aceasta reprezintă un dispozitiv pentru slăbirea definită a intensităților luminoase, constînd dintr-o lamă din sticlă sau din cuarț, a cărei transmisie este egală pentru toate domeniile spectrale și scade liniar sau logaritmic.

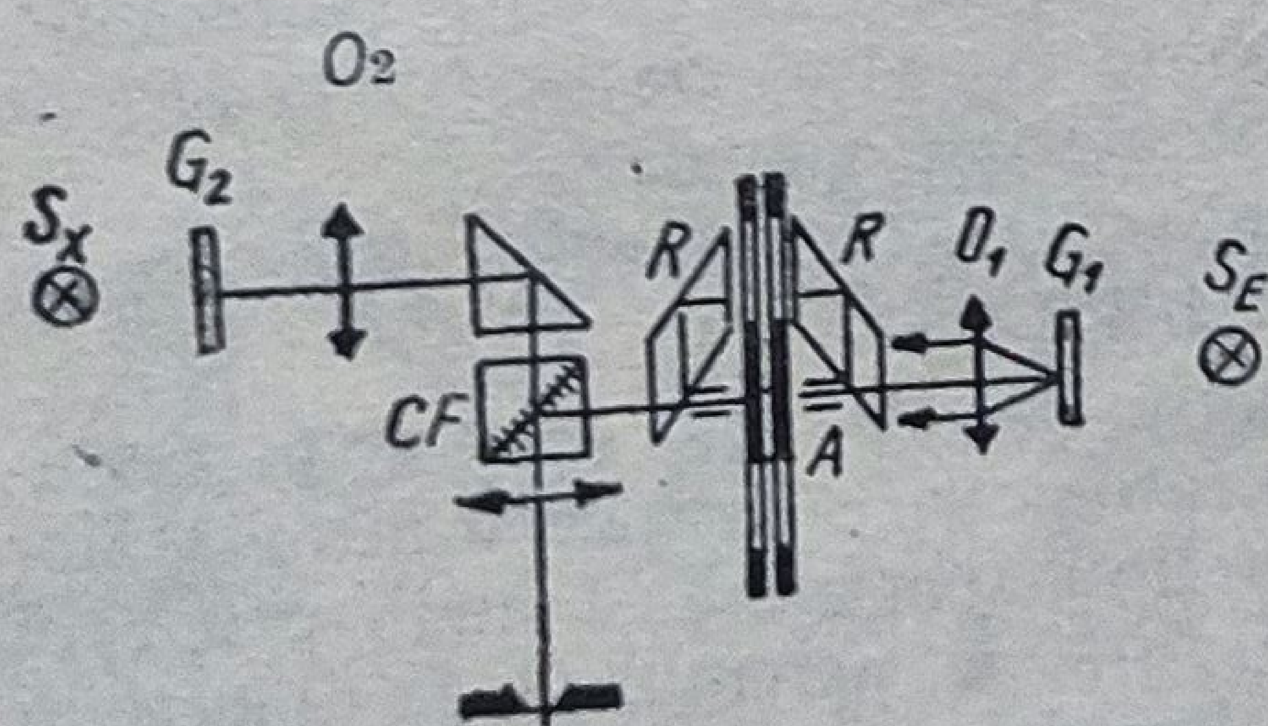



Fig. 6.127. Fotometru cu sector de tip Brodhun.

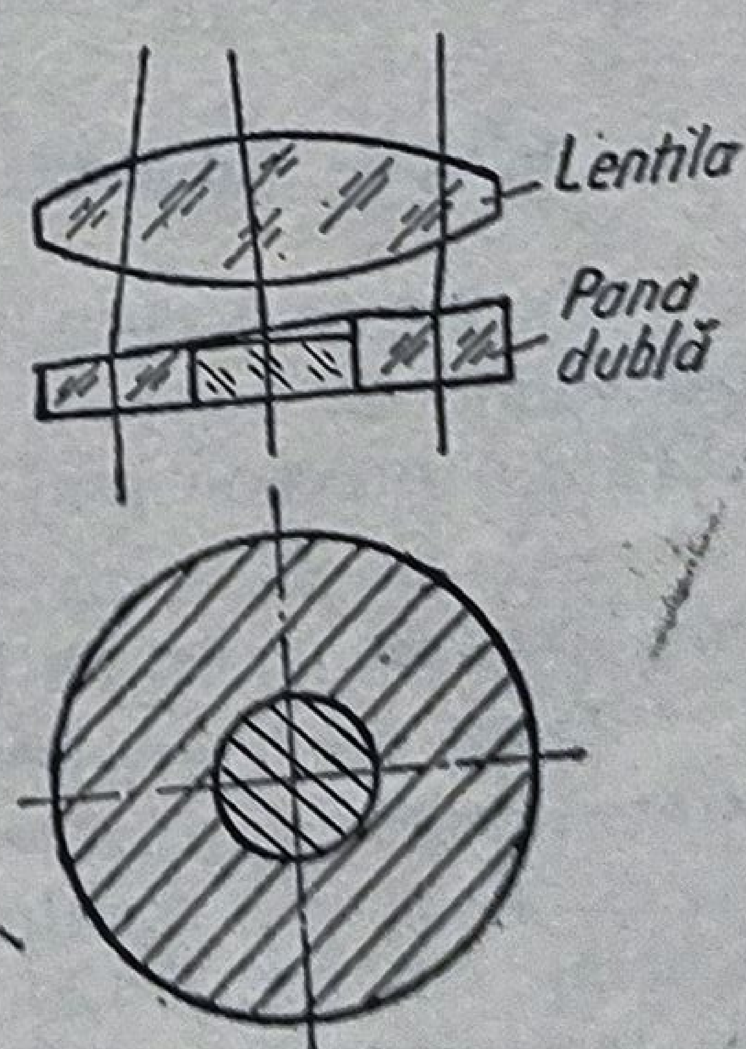



Fig. 6.128. Combinații de lentile cu pană dublă.

Se deosebesc: 1) pană neutră liniară și 2) pană neutră logaritmică. Direcția în care transmisia luminii scade poate fi: a) dreaptă sau b) circulară. În cazul a) pana este liniară, iar în al doilea circulară și se numește pană circulară. Panta penei indică mărimea cu care variază transmisia pe 1 cm și se numește constanta penei.

Practic, o pană se obține din două lame între care se introduce o substanță în formă de pană (substanță omogenă, neutră, gri). Constanta poate fi realizată prin unghiul penei (GOLDBERG).

La penele în trepte, intensitatea scade în trepte.

Ar fi de menționat microfotometrul vizual de tip Hartmann și cel de tip Fabry-Buisson.

*Telefotometrul* fotometrează lumina provenită de la surse depărtate prin sisteme lenticulare (teletuburi). La această grupă aparțin fotometrul Pulfrich sau fotometrul de buzunar. O construcție specială a telefotometrului este aparatul de tip Gelhöff-Schering. Este vorba de un fotometru polarizant fără suprafață de captare, adică sursa situată la o distanță suficient de mare de fotometru este proiectată în pupila ochiului. Ca cîmp vizual servește un cub Lummer-Brodhun. Slăbirea fluxului de comparare se efectuează prin trei prisme Nicol situate una după alta. Prin reglarea în trepte a prismei Nicol mijlocii se obține o slăbire grosieră decadică.

*Stereofotometrul* funcționează pe principiul că trebuie să treacă un anumit timp pînă cînd excitația luminoasă pe retină se transformă în captare de luminozitate și că acest timp depinde de intensitatea luminii. Două izvoare sînt la fel de luminoase atunci cînd timpii dintre excitație și recepție sînt egali.

*Fotometrul interferențial* de tip Fuchs-Lummer funcționează cu franje de interferențe complementare în cele două cîmpuri produse cu ajutorul unui dispozitiv alcătuit din două prisme isoscel drepte, separate de o lamă plan-paralelă de aer. Minimele unui tablou de interferență corespund maximelor celuilalt tablou. Franjele dispar cînd cele două surse luminoase au aceeași luminozitate.

*Fotometrele vizuale*. Pentru măsurarea luminii colorate se folosesc fotometre spectrale și fotometre cu licărire.

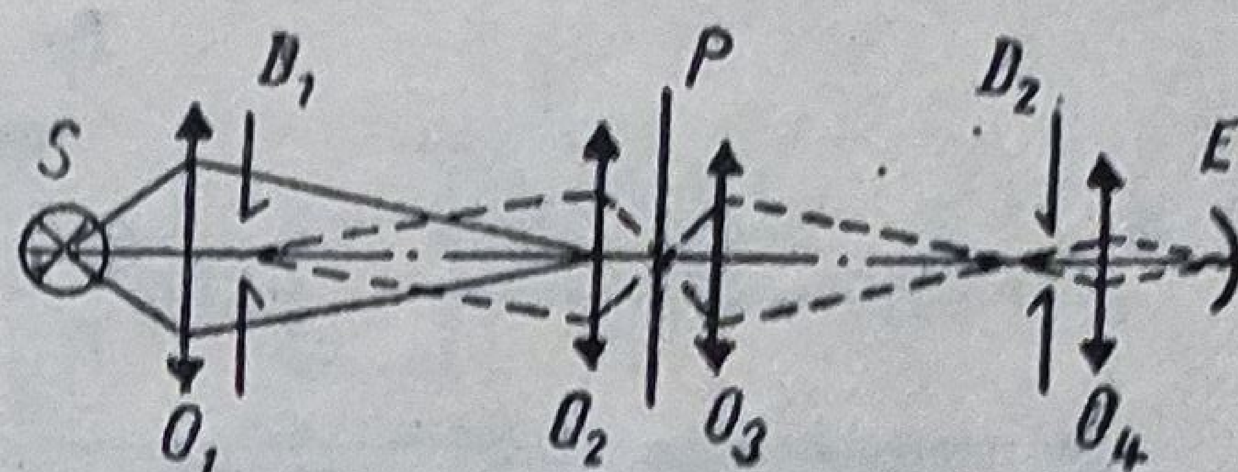
### 6.12.2. **Fotometre fotoelectrice**

La fotometrele fotoelectrice se folosesc receptoare de radiație (fotocelule, fotoelemente, fotorezistențe). Domeniul poate fi extins de la *UV* la *IR*. Se obține o precizie mai ridicată decît cu fotometrele vizuale.

Se deosebesc patru metode de măsurare diferite: devierii (balansării), compensării, substituției și alternării (v. tabelul 6.7).

După metoda devierii lucrează microfotometrele. Ele servesc la măsurarea înnegririi suprafețelor mici pe plăcile fotometrice, în special fotografiilor spectrale și ale cerului (fotometre pentru linii spectrale) și au în principiu schema din fig. 6.129. Sursa $S$ este proiectată de sistemul $O_1$ în obiectivul de microscop $O_2$, obiectiv care formează imaginea diafragmei $D_1$ pe placa fotografică $P$. Obiectivul $O_3$ formează poziția plăcii $P$ pe diafragma $D_2$ și lentila $O_4$ proiectează diafragma $D_2$ și imaginea $P'$ pe fotocelula $E$. Dacă

Fig. 6.129. Microfotometru fotoelectric.




microfotometrul se folosește pentru evaluarea spectrelor, diafragmele $D_1$ și $D_2$ sînt fante; pentru evaluarea fotografiilor stelelor se folosesc diafragme iris.

Fotocurentul este indicat de un galvanometru și se citesc pe scări potrivite în formă de înnegriri sau transparențe, înnegrirea fiind definită prin $s = \log (I_0/I) = 1 \ldots 2$.

Prin construcția unui dispozitiv de înregistrare se poate desena pe hîrtie sau fotografia curba de înnegrire a plăcii. Cu diferite rapoarte de transmitere se realizează diferite măriri sau desene (v. microfotometrul). După metoda devierii funcționează și luxmetrul. Fotocurentul emis de un fotoelement se măsoară cu un galvanometru etalonat în luxi. Prin introducerea unor filtre potrivite se poate adapta sensibilitatea spectrală a fotoelementului la curba de sensibilitate a ochiului.

Principalele fotometre fotoelectrice: a. *Fotometrul cu flacără* (fig. 6.130) este un aparat cu un singur fascicul care funcționează pe principiul devierii. Din spectrul flăcării *S*, în care se pulverizează proba, filtrul $F_i$ selectează liniile Na, Ca, K, Li. Fluxul de radiații este transformat de receptorul *R* (element de Seleniu cu strat de baraj) în curent electric ce poate fi măsurat cu galvanometrul *G*. Sensibilitatea se modifică cu diafragma iris *D*. Pentru obturarea fasciculului se folosește obturatorul *O*.

b. *Fotometrul spectral* (fig. 6.131) este un aparat tot cu un singur fascicul, dar care funcționează pe principiul compensării. Se folosește în domeniile *UV* și *V*. Monocromatorul este de tip Littrow cu prisma $P_d$ din cuarț. Curentul emis de fotoreceptorul *R* trece printr-o rezistență și căderea de tensiune este compensată electric cu o contratensiune. Indicația zero este dată de un galvanometru *G* (indicator de nul) sau de un electrometru amplificator .În calea fluxului de radiații se introduc cuva cu proba de măsurat și cuva de referință *Q*.

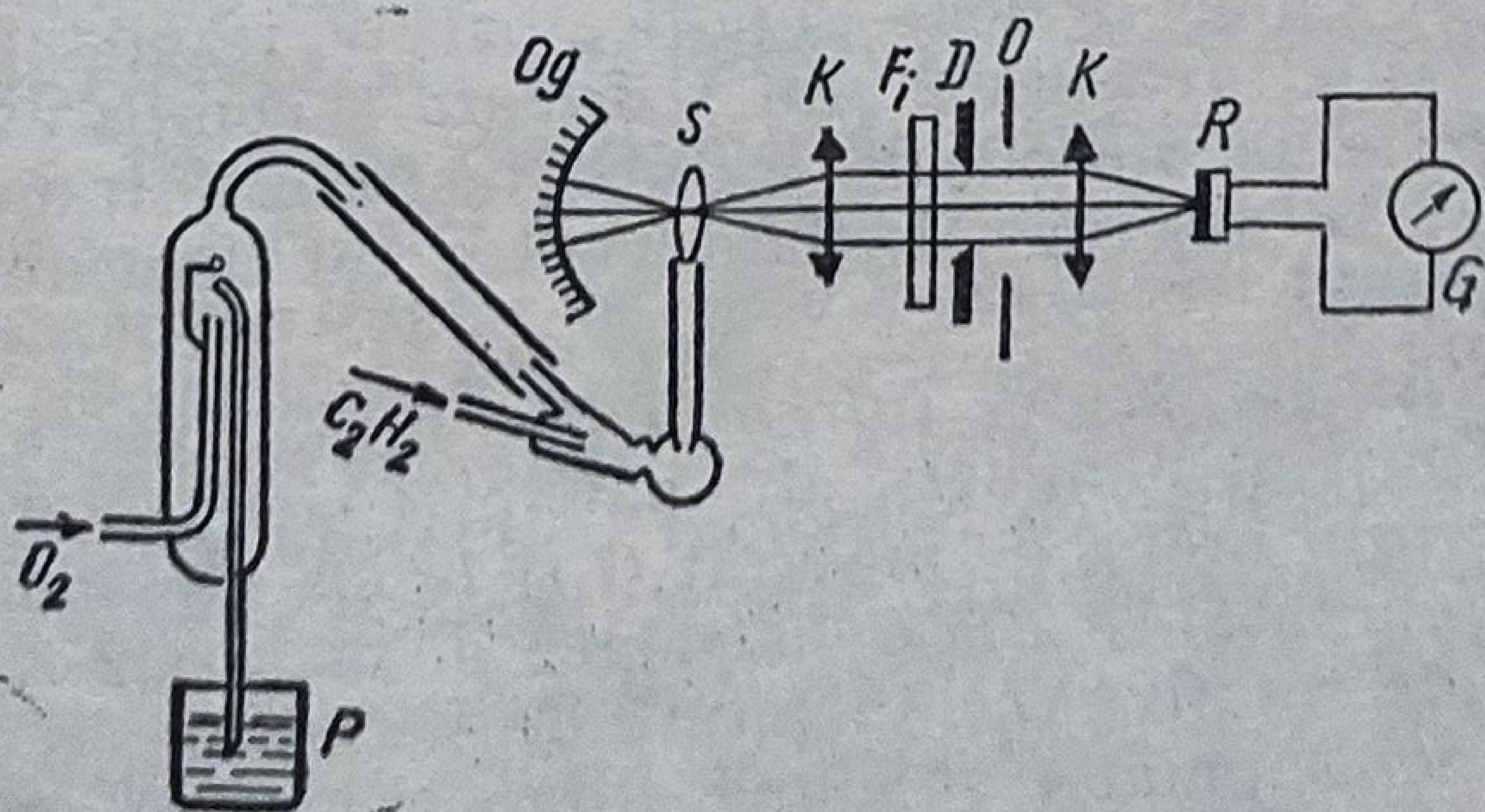



Fig. 6.130. Fotometrul cu flacără

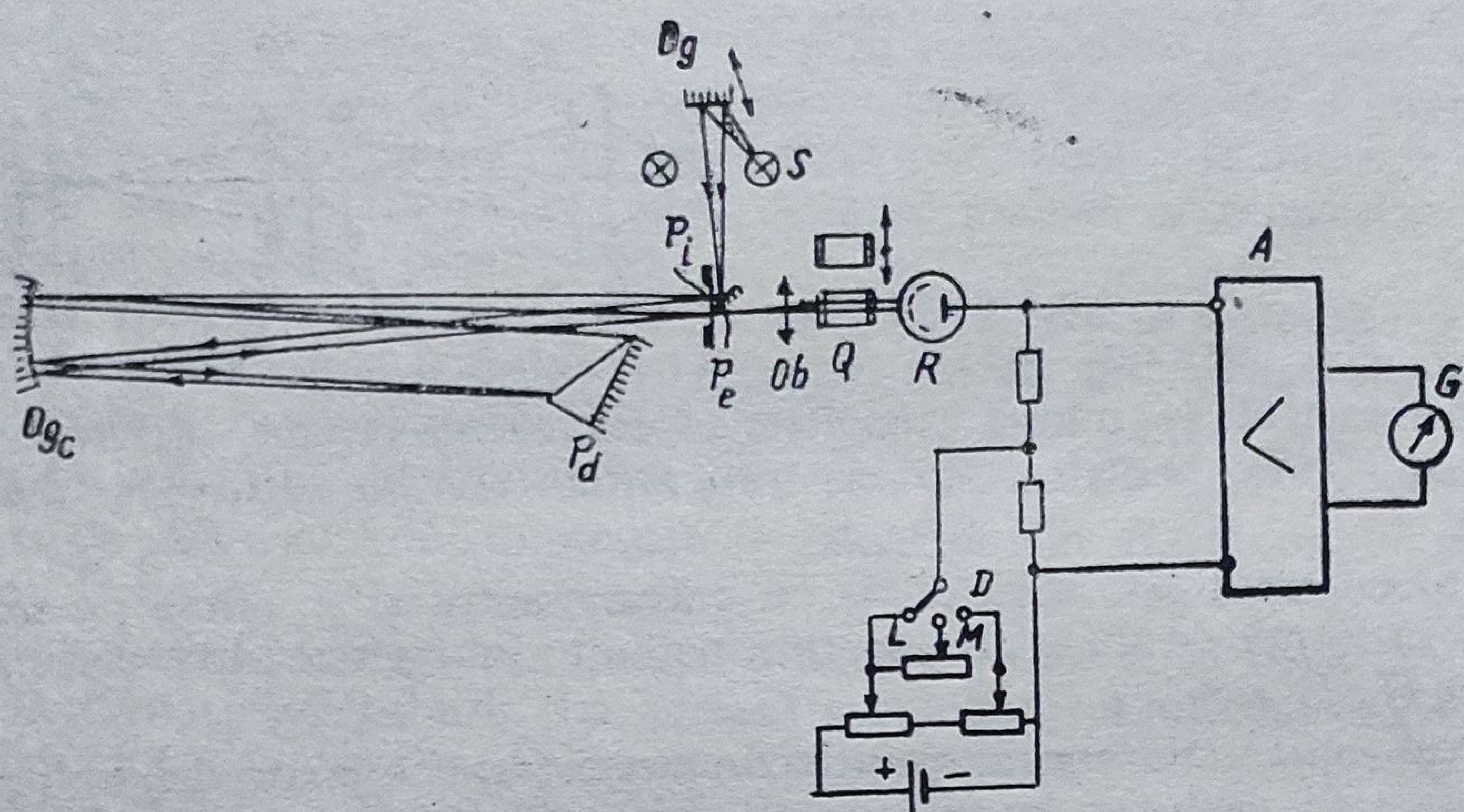



Fig. 6.131. Fotometrul spectral.

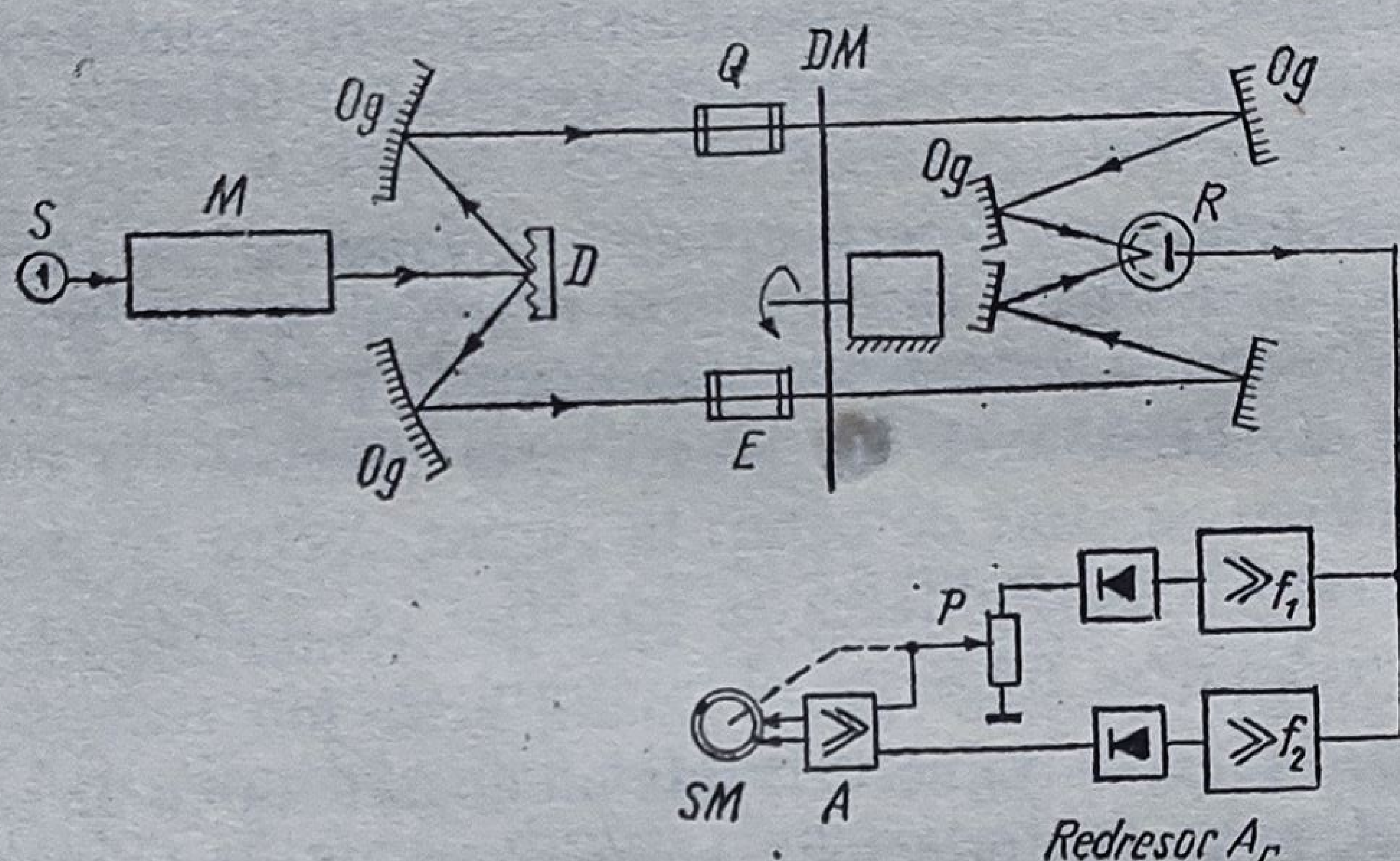



Fig. 6.132. Fotometrul înregistrator cu fotomultiplicator.

c. *Fotometrul spectral înregistrator cu fotomultiplicator* (fig. 6.132) este un aparat cu două fascicule. Fluxul emis de monocromatorul $M$ este divizat, de divizorul $D$ (rețea de difracție) în două fascicule care sînt modulate cu discul $DM$ (în formă de sector de cerc), astfel încît cele două oscilații să nu fie armonice. După ce străbat probele, fasciculele sînt reunite pe fotomultiplicatorul $R$. Semnalul emis de $R$ ajunge în două amplificatoare de rezonanță $A_r$, acordate la cele două frecvențe. Tensiunile sînt redresate și comparate automat cu potențiometrul $P$ și servomotorul $SM$. Rezultă factorul de transmisie $\tau$. Semnalul de comparare se menține constant pentru tot domeniul lungimilor de undă care se studiază.

d. *Fotometrul spectral înregistrator pentru infraroșu* (fig. 6.133) funcționează cu două fascicule, pe principiul iluminării alternative și compensării optice. Cele două fascicule trec prin proba de măsurat $Q$ și proba etalon $E$. În fasciculul de comparare (de referință) se află o diafragmă de măsurare $D_m$ în formă de pieptene. Cu oglinda rotativă $O_{gr}$, în formă de sector de cerc, cele două fascicule trec prin monocromator și ajung alternativ pe fotore-

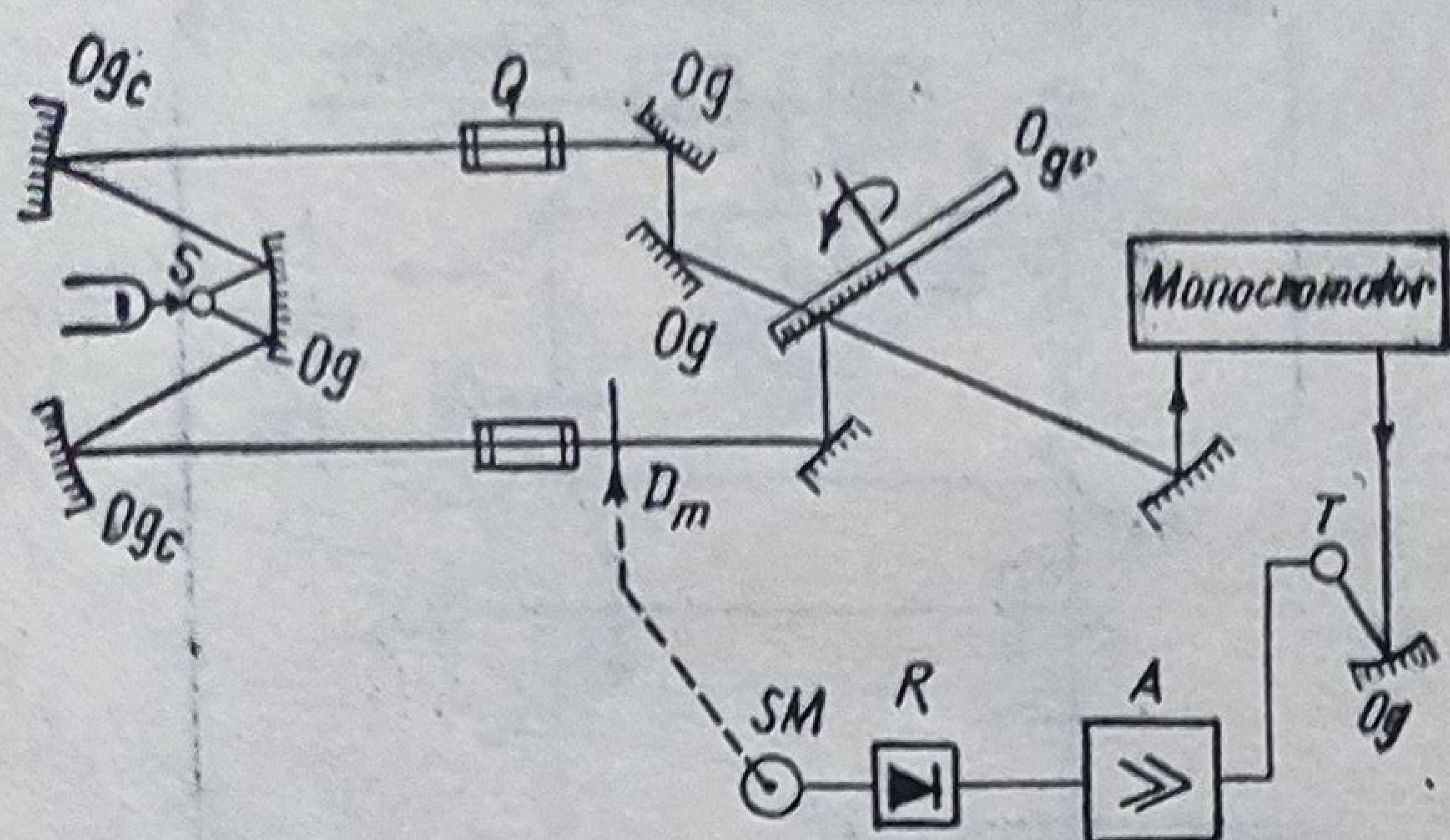



Fig. 6.133. Fotometrul spectral înregistrator pentru IR.

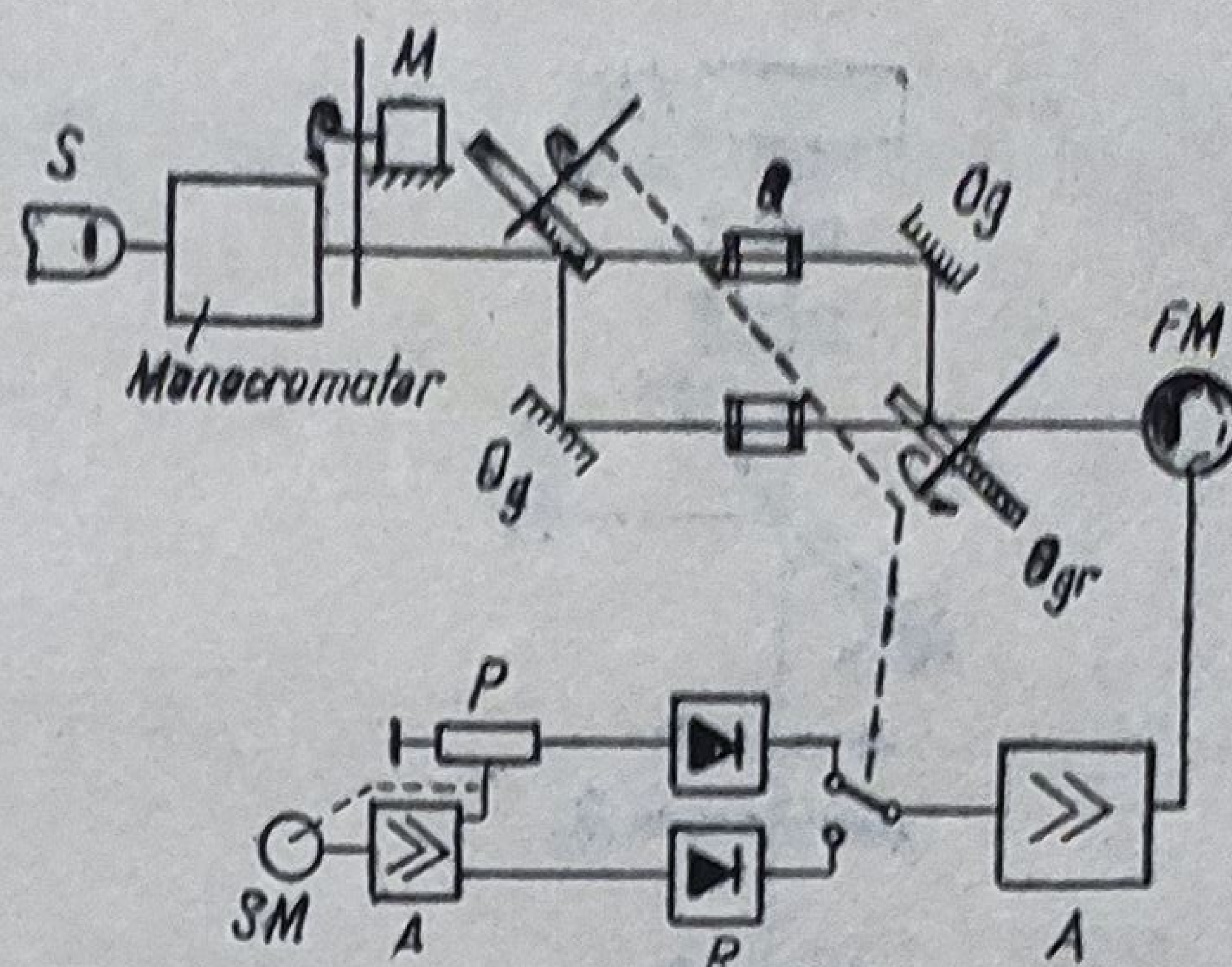



Fig. 6.134. Fotometru spectral înregistrator cu fotomultiplicator.

ceptorul de intraroșu (termoelementul) $T$. Frecvența de modulare este de circa 10. . . 15 Hz. Semnalul fotoreceptorului dispare atunci cînd mărimea diafragmei corespunde absorbției probei de măsurat $Q$. Compensarea se realizează automat de servomotorul $SM$. Faza este dată de un traductor de fază electromecanic pe axa oglinzii rotitoare $O_{gr}$.

Diafragma $D_m$ este reglabilă după program astfel încît fluxul să nu depindă de lungimea de undă.

e. *Fotometrul spectral înregistrator cu fotomultiplicator* (fig. 6.134) funcționează tot cu două fascicule, cu formarea electrică a raportului fluxurilor comparate. Fluxul ce iese din monocromator este modulat cu frecvența purtătoare de circa 450 Hz și trece alternativ prin cele două probe cu frecvența de 25 Hz, dată de oglinda rotitoare $O_{gr}$, în formă de sector. Cele două fascicule de măsurare $Q$ și de referință se reunesc pe catodul fotomultiplicatorului $FM$. Tensiunile emise de $FM$ sînt amplificate de amplificatorul $A$ și redresate de cele două redresoare $R$. Între cele două tensiuni stabilite cu potențiometrul $P$ și servomotorul $SM$ se formează raportul care reprezintă factorul de transmisie.

### 6.12.3. Microfotometre

a. *Microfotometrul* (fig. 6.135) este un fotometru conectat cu un microscop. În figură se indică schema aparatului *MPV* fabricat de firma Leitz. Micropreparatul este iluminat cu monocromatorul cu oglindă și fante aliniate.

Imaginea diafragmei de măsurare $D_m$ (reglabilă) se suprapune cu imaginea obiectului. Filtrele interferențiale $F_i$ servesc pentru limitarea domeniilor spectrale. Pupila de ieșire a ocularului se formează pe fotocatodul fotomultiplicatorului $FM$. Difuzorul $D$, alcătuit din microprisme, asigură iluminarea unei suprafețe mari a fotocatodului. Microfotometrul servește la determinarea absorbției, factorului de reflexie, diferenței de fază etc. necesare în diferite domenii de activitate (histologie, metalografie, criminalistică).

b. *Microfotometrul ASCOPIS* (fig. 6.136). Fluxul luminos emis de sursa $S_1$ este divizat de lama $L_d$ în fasciculul de măsurare $F_m$ și fasciculul de referință $F_r$ care este transmis prin fibre optice la fotoreceptorul $R_1$ și

Fig. 6.135. Microfotometrul *MPV* (Leitz).

Fig. 6.136. Microfotometrul Ascopis.

apoi la traductorul incremental $T$, care comandă închiderea și deschiderea diafragmei de măsurare $D_m$ după ce trece prin pana $K$ și sectorul de modulare $S$. Fasciculul de măsurare $F_m$ trece prin diafragma de măsurare de tip iris $D_m$, acționată de motorul $M$, prin obiectivul $O_b$, fotoplaca $P$ și cubul divizor $CD$, unde este divizat și orientat spre fotoreceptorul $R_1$ și spre microscopul de observare $MO$. Sursa $S_2$ servește pentru iluminarea unui cîmp obiect $2y = 6$ mm, iar fotoreceptorul $R_2$ de realizarea impulsurilor de tact și de sincronizare.

## 6.13. Spectrofotometre

Spectrofotometrul reprezintă o combinație dintr-un aparat spectral și un fotometru pentru determinarea distribuției radiației. Spectrofotometrele pot fi vizuale și fizice.

### 6.13.1. Spectrofotometre vizuale

*La fotometrul König-Martens* (fig. 6.137, *a*, *b*) instalațiile fotometrice corespund celor ale fotometrelor de polarizare după Martens cu două fante $F_1$ și $F_2$ (v. fotometrele vizuale). În calea fasciculului se află prisma disper-

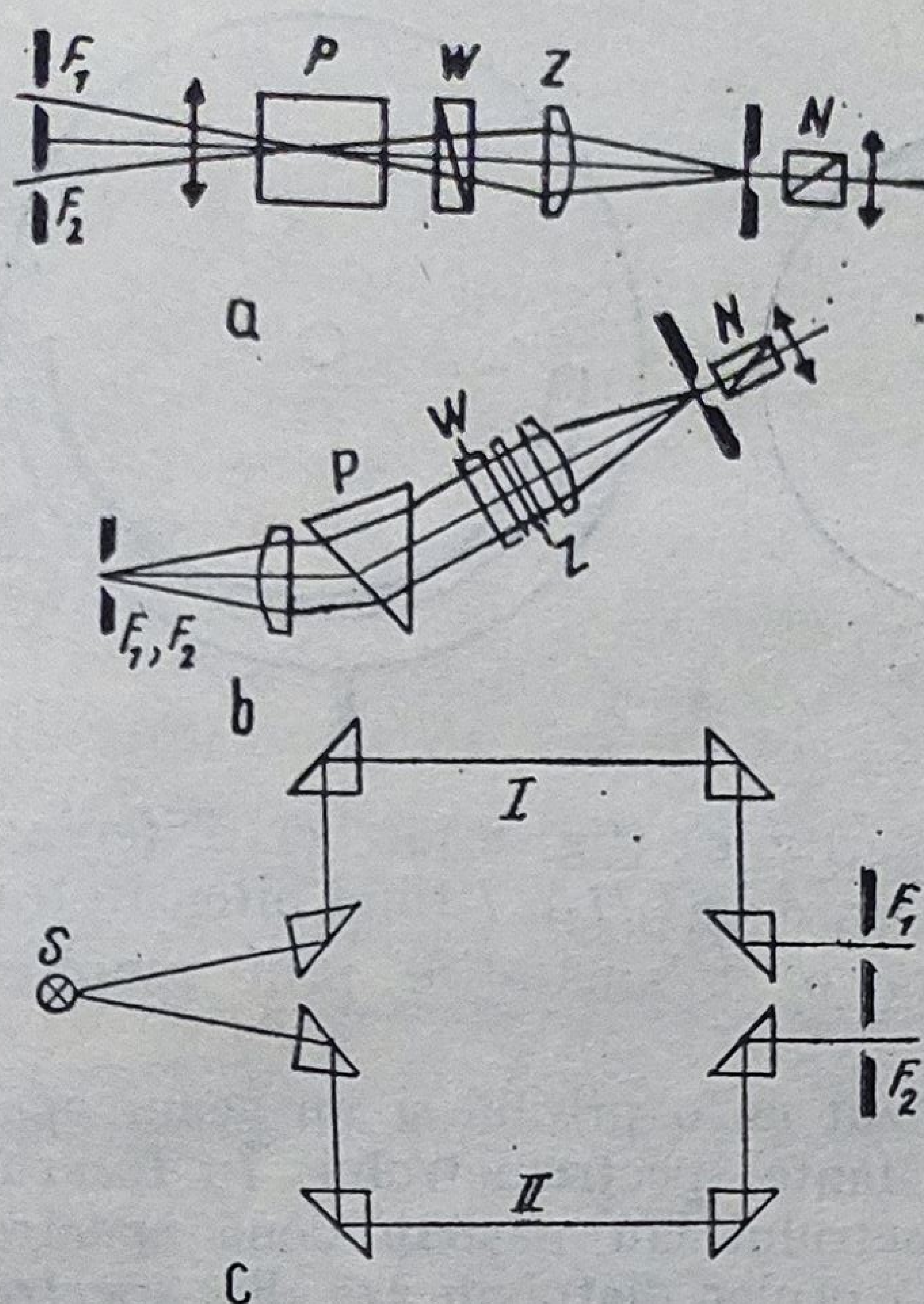



Fig. 6.137. Spectrofotometrul vizual Kőnig-Martens:
*a* — secțiune orizontală; *b* — secțiune verticală; *c*—schema pentru măsurarea absorpției și reflexiei.

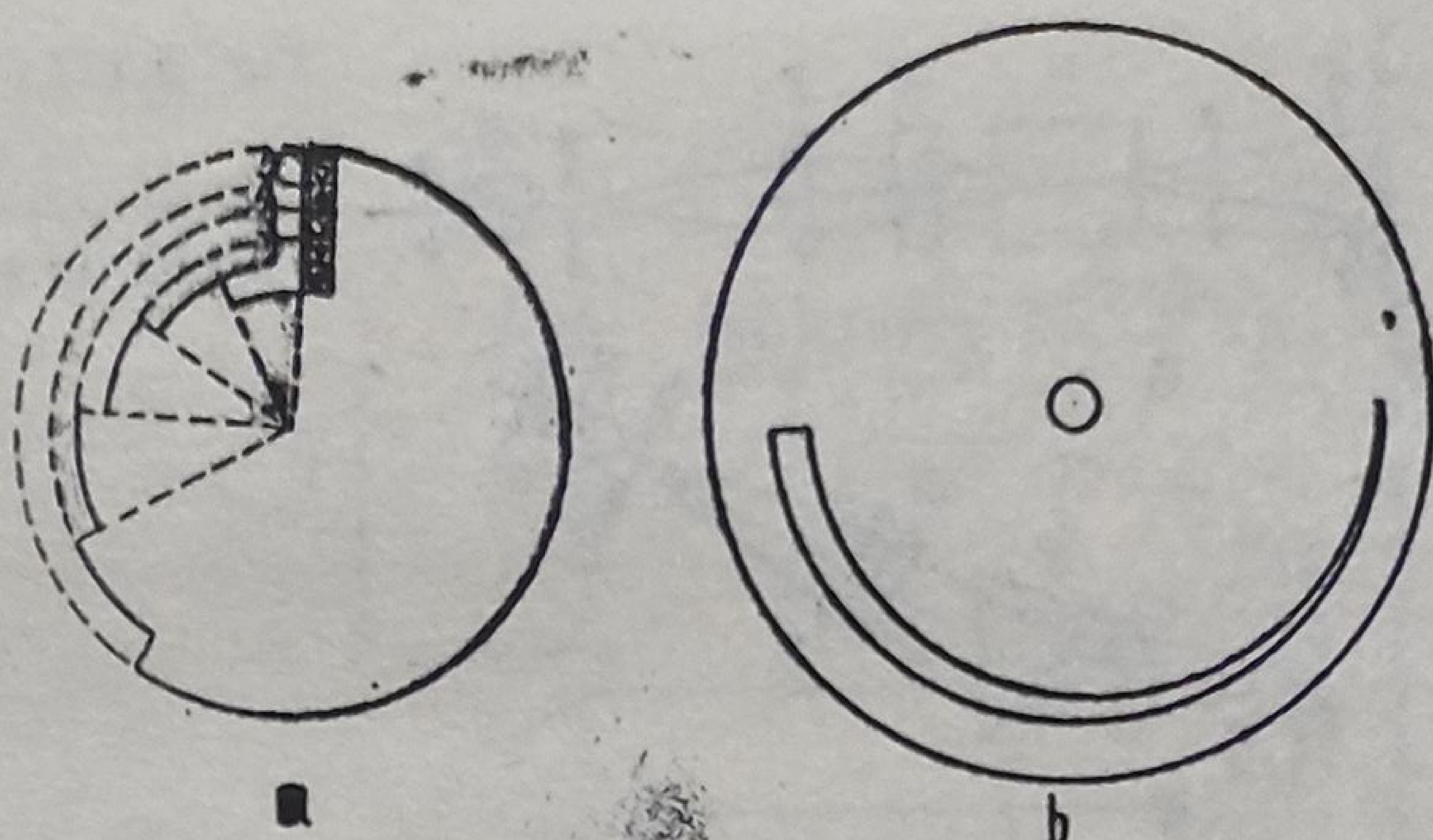
sivă $P$ situată în fața polarizorului în formă de prismă Wollaston ($W$). Ochiul acomodat pe prisma dublă $z$ vede cele două cîmpuri de comparare în lumină polarizată perpendicular și monocromatică și prin rotirea unui Nicol ($N$), care funcționează ca analizator, se reglează intensitatea. Cu ajutorul unui dispozitiv de iluminare special cu fasciculele $I$ și $II$ aparatul poate fi utilizat pentru măsurări de absorbție și reflexie (fig. 6.137, *c*).

a. *Spectrofotometrul Scheibe* constă dintr-un spectroscop cu prisme cu deviația constantă $D = 90°$, a cărui lunetă de observare pentru cercetarea cantitativă, în special pentru analiza spectrală a metalelor, poate fi înlocuită printr-un fotometru. Acesta conține o prismă de polarizare Wollaston care produce, din aceeași sursă, două spectre polarizate perpendicular. Prin rotirea prismei Wollaston spectrele pot fi depărtate unul de altul pînă cînd cele două linii spectrale se aduc în coincidență. După ocular se află un analizor. Aducînd cele două linii la aceeași luminozitate prin rotirea analizorului, se poate obține, din unghiul de rotire, raportul intensităților: $I_1/I_2 = \text{tg}^2\varphi$.

La spectrofotometre după Lummer-Brodhun, lumina provenită de la cele două surse de comparare ajunge în fantele de intrare a două colimatoare perpendiculare, în cubul fotometric și prisma dispersivă și apoi în fanta de eșire a lunetei, unde iau naștere două spectre. Se acomodează pe cubul fotometric și se văd suprafețele de comparare în lumină monocromatică.

Egalizarea luminozităților se realizează fie prin variația lățimii fantei, fie prin slăbirea luminii cu ajutorul unui sector cu deschideri unghiulare diferite (în trepte), care se rotește peste o fantă $S$ pentru timpii de expunere

Fig. 6.138. Sectoare pentru variația intensității:
a — cu deschideri unghiulare;
b — cu fantă logaritmică.



diferiți (fig. 6.138, *a*), sau cu limitare logaritmică (fig. 6.138, *b*). Diferența lungimilor a două linii spectrale este $l_1 - l_2 = A \lg(I_1/I_2)$, $I$ fiind intensitatea.

b. *Spectrofotometrul Brace* reprezintă o îmbunătățire prin reunirea cubului fotometric cu prisma deviatoare.

c. *Spectrofotometrul Eitner* este prevăzut cu o prismă și un geam opal de pe care cele două fascicule ajung în fanta spectrometrului. În focarul imagine al obiectivului lunetei spectrometrului iau naștere două spectre paralele, verticale și separate net. O fantă ocular diafragmează din spectre regiuni înguste. Reglarea pe egalitatea luminozităților are loc prin variația distanței pînă la sursa măsurand.

### 6.13.2. Spectrofotometre fizice

La aceste aparate, ochiul este înlocuit cu un receptor fizic. Dacă receptorul este fotoelectric, spectrofotometrul este electroluminos.

Spectrofotometrele fizice constau în general dintr-un dispozitiv de iluminare, un monocromator și un dispozitiv electronic de reglare și de înregistrare. Cea mai mare importanță o au în ultimul timp spectrofotometrele pentru infraroșu $IR$, folosite, mai ales, în chimie, pentru spectre de absorbție în $IR$ ale substanțelor gazoase, lichide sau solide, pînă la $\lambda = 25$ μm, complet automat și cu mare rezoluție.

Construcția unui spectrofotometru pentru $IR$ este arătată în fig. 6.139

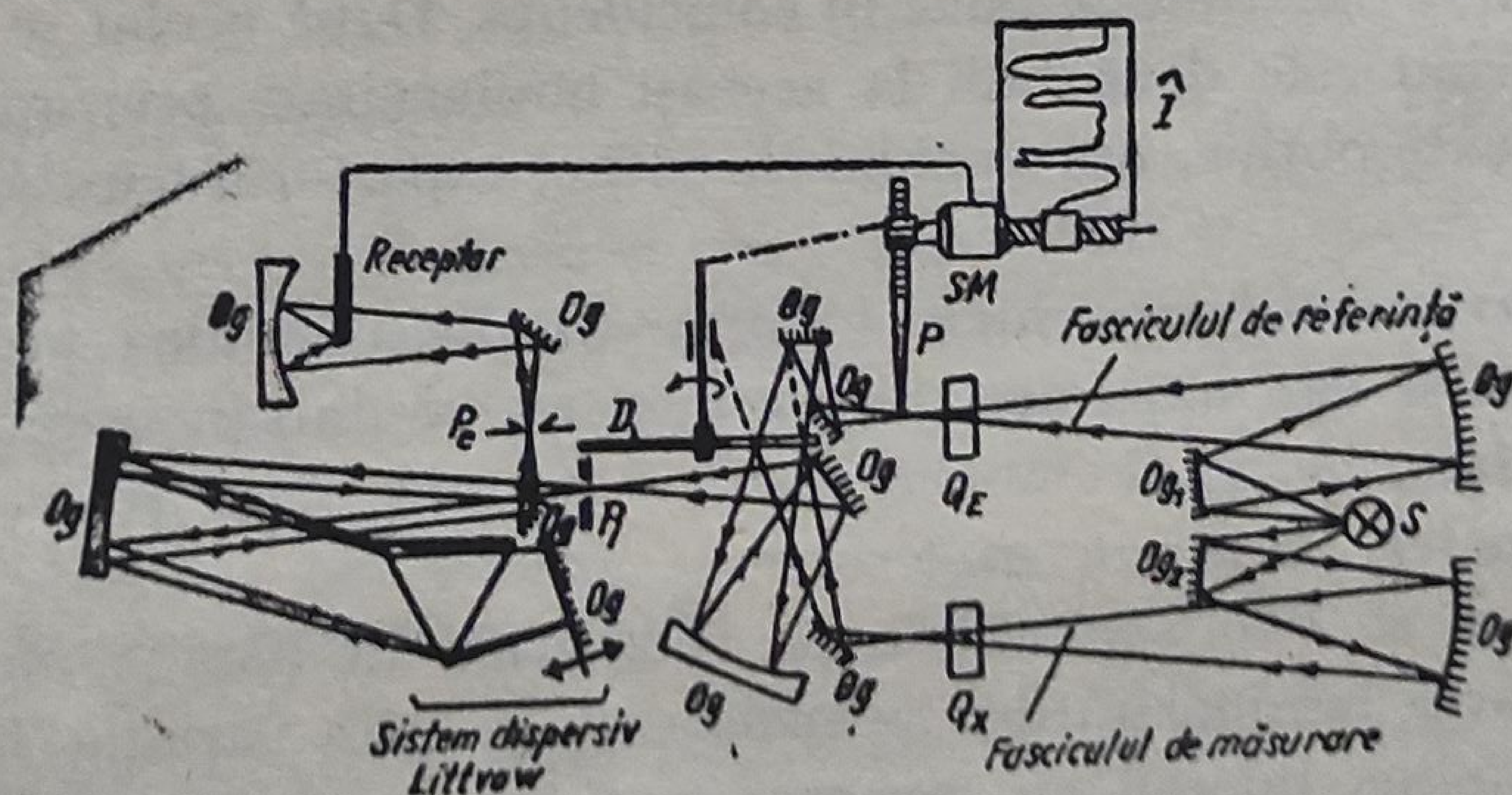



Fig. 6.139. Spectrofotometru pentru $IR$.

Prin rotirea discului $D$, care are jumătate din arie oglindă, cele două fascicule se reunesc şi se întrerup simultan, aşa că fotocurentul emis de receptorul $R$ este curent continuu numai atunci cînd pierderile de lumină ale celor două fascicule sînt egale. Dacă proba de cercetare $Q_x$ absoarbe, la o anumită lungime de undă $\lambda$, obţinută cu sistemul dispersiv de tip Littrow, mai mult decît proba etalon $Q_E$, atunci receptorul $R$ emite un curent alternativ care este amplificat pentru a comanda un servomotor $SM$ care, la rîndul său, împinge o pană $P$ în fasciculul de referinţă pînă cînd slăbirea luminii este aceeaşi în ambele fascicule.

Deoarece poziţia penei $P$ reprezintă o măsură pentru slăbirea luminii, se cuplează dispozitivul de înregistrare $I$ cu pana $P$.

Dispozitivul de rotire a discului — oglindă $D$ este cuplat cu mecanismul de antrenare a hîrtiei de înregistrare, aşa că se înregistrează automat transmisia spectrală a probei $Q_x$.

Există spectrofotometre spectrale fizice pentru $V$ şi $UV$. Acestea folosesc, ca surse lămpi cu bandă de Wolfram, lămpi cu Xenon sau cu Hidrogren, în timp ce ca receptoare se folosesc fotocelule sau fotomultiplicatoare.

## Bibliografie selectivă


1. BEGUNOV B. H., ZAKAZNOV H. P. Teoria opticeskih sistem, Maşinostroenie, Moskva 1973.
2. BEREK M. Grundlagen der prakischen optik. Analyse und Synthese optischer Systeme. Walter de Gruyter & Co., Berlin, 1970.
3. BERGMANN L., SCHAEFR CL. Lehrbuch der Experimentalphysik, Band II. Verlag Walter der Gruyter & Co, Berlin 1962.
4. BEYER, H. Handbuch der Mikroskopie. VEB Verlag Technik Berlin, 1973.
5. BOEGEHOLD H. Das optisches System des Mikroskops. VEB Verlag Technik Berlin, 1959.
6. BORN M., WOLF E. Principles of Optics. Pergamon Press, New York, 1959.
7. BRĂTESCU G. G. Optica EDP, Bucureşti, 1982.
8. BRUHAT G. Cours d'Optique a l'usage de lienseignement superieur. Masson & C[ie], Editeurs, Paris, 1935.
9. BURCHER, J. Les Combinaisons OptiquePratique des Calculs. Masson &C[ie], Editeurs, 1967.
10. CHRÉTIN H. Calcul des Combinaisons Optiques. Ed. Revue d'Optique Paris, 1959.
11. CIURILOVSKI V. N. Teoria opticeskih priborov. Maşinostroenie, Moskva, 1966.
12. CLAUSSEN H. C. Handbuch der Physik 29 (1967).
13. CONSTANTINESCU P. Bazele construcţiei şi proiectării aparaturii artileristice. Vol. I. Bazele proiectării aparaturii afocale. Litografia Academiei Militare, Bucureşti, 1970.
14. DEUMLICH F. Instrumentenkunde der Vermessungstechnik. VEB Verlag für Bauwesen Berlin, 1974.
15. DODOC P. Calculul şi construcţia aparatelor optice vol. I, Litografia I.P.B., 1974. vol. II, Litografia IPB, 1975.
16. DODOC P. Metode şi mijloace de măsurare moderne în mecanica fină şi construcţia de maşini, Editura Tehnică Bucureşti, 1978.
17. DODOC P. Utilaje şi aparatură de mecanică fină şi optică. E.D.P., Bucureşti, 1978.
18. DODOC P. Metrologie generală, E.D.P., Bucureşti, 1979,
19. DODOC P. Utilajul şi tehnologia mecanicii fine şi opticii. E.D.P., Bucureşti, 1980.
20. DODOC P. Teoria şi construcţia sistemelor optice. Editura Tehnică, Bucureşti, 1983.
21. DODOC P. Calculul şi construcţia aparatelor optice, E.D.P. Bucureşti, 1983.

22. FISCHER H. ș.a. Taschenbuch Feingerätetechnik, Band 1, VEB Verlag Technik Berlin, 1968.
23. FLÜGGE J. Das Photographische Objektiv. Springer-Verlag, Wien, 1955.
24. FLÜGGE S. Handbuch der Physik, Band XXIX, Optische Instrumente. Springer-Verlag, Berlin, 1967.
25. GLATZEL E. Ein neues Verfahren zur automatischen Korrektion optischer Systeme mit elektronischen Rechenmaschinen. Optik, Bd. 18, 1961, Nr. 10/11, 577–580.
26. GRAMATZKI H. I. Probleme der konstruktiven Optik und ihre mathematischen Hilfsmittel. Akademie-Verlag, Berlin, 1957.
27. GRIMSEHL Lehrbuch der Physik. Dritter Band Optik. BSB, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1969.
28. HAFERKORN H. Bewertung optischer Systeme. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1986.
29. HANSEN F. Justierung. Eine Einflührung in das Wesen der Justierung von technischen Gebilden. VEB Verlag Technik Berlin, 1965.
30. HAVLICEK F. I. Einführung in das Korrigieren optischer Systeme. Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft MBH Stuttgart, 1960.
31. IANCU IOVA, Elemente de optică aplicată. Editura științifică și enciclopedică, București, 1977.
32. ILIESCU L. Elemente constructive și ansambluri optice. Editura Tehnică București, 1977.
33. KIRCHHOF G. Untersuchung des Existenzbereich des Triplets im Seidelschen Gebiet. Dissertation, 1957, TU Berlin.
34. KÖNIG A., KÖHLER H. Die Fernrohre und Entfernungsmesser. 3. Auflage. Berlin, Göttingen, Heidelberg, Springer-Verlag, 1959.
35. KROSS J. Vergleichende Darstellung automatischer Korrektionsverfahren, Optik, 25, 1967, 51–59.
36. KROSS J. Typenkunde optischer Systeme unter besonderer Berücksichtigung symetrischer Objektive, Dissertation TU Berlin, 1967.
37. MICHEL K. Die Mikrophotographie. Springer-Verlag. Wien, 1957.
38. MOISIL C. G., CURATU E. Optică. Teorie și aplicații. Editura Tehnică, București, 1986.
39. MÜTZE K. ș.a. Brockhaus ABC der Optik. VEB Brochhaus Verlag, Leipzig, 1961.
40. NAUMANN H. Optik für Konstrukteure. Wilhem Knapp Verlag, Düsseldorf, 1960.
41. POPESCU M. I. Teoria electromagnetică macroscopică a luminii. E.S.E. București, 1986.
42. RICHTER W., HAFERKORN H. Synthese optischer Systeme. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1984.
43. RUSSINOV M. M. Gabaritnîe rascetî opticeskih sistem. Moskva Gosgeoltehizdat, 1963.
44. SCHULZ H. J. Zur Analyse und Optimierung optischer Systeme. Dissertation, TU Berlin 1972.
45. SKVORȚOV E.E. ș.a. Mikroskopî. Izdatelstvo Mașinostroenie, Leningrad, 1969.
46. SLEVOGT H. Technische Optik. Walter de Gruyter. Berlin-New York, 1974.
47. TUDOROVSKI A. I. Teoria opticeskih priborov. Izdatelstvo Akademii Nauch SSSR, Moskova-Leningrad, 1952.
48. VLAD V. ș.a. Prelucrarea optică a informației. Editura Academiei R.S.R., București, 1976.
49. WEISE, H. Die Kinematographische Kamera. Springer-Verlag, Wien, 1957.
50. ZAIDEL A.N. ș.a. Tehnica și practica spectroscopiei E.S.E. București, 1984.



Lei 41



ISBN 973-31-0030-7